

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

LUCAS RICARDO VALENTIM

AVALIAÇÃO DAS TENSÕES TANGENCIAIS EM RESSALTOS HIDRÁULICOS
PARA DIMENSIONAMENTO DE BACIAS DE DISSIPAÇÃO

CURITIBA

2019

LUCAS RICARDO VALENTIM

AVALIAÇÃO DAS TENSÕES TANGENCIAIS EM RESSALTOS HIDRÁULICOS
PARA DIMENSIONAMENTO DE BACIAS DE DISSIPÇÃO

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental, Setor de Tecnologia, da Universidade Federal do Paraná como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental.

Orientador: Prof. Dr. José Junji Ota

CURITIBA

2019

Catálogo na Fonte: Sistema de Bibliotecas, UFPR
Biblioteca de Ciência e Tecnologia

V155a

Valentim, Lucas Ricardo

Avaliação das tensões tangenciais em ressaltos hidráulicos para dimensionamento de bacias de dissipação [recurso eletrônico] / Lucas Ricardo Valentim. – Curitiba, 2019.

Dissertação - Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental, 2019.

Orientador: José Junji Ota .

1. Estruturas hidráulicas. 2. Bacias sedimentares. 3. Ressalto hidráulico .
I. Universidade Federal do Paraná. II. Ota, José Junji. III. Título.

CDD: 627.092

Bibliotecário: Elias Barbosa da Silva CRB-9/1894

TERMO DE APROVAÇÃO


Os membros da Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em ENGENHARIA DE RECURSOS HÍDRICOS E AMBIENTAL da Universidade Federal do Paraná foram convocados para realizar a arguição da Dissertação de Mestrado de **LUCAS RICARDO VALENTIM**, intitulada: **AVALIAÇÃO DAS TENSÕES TANGENCIAIS EM RESSALTOS HIDRÁULICOS PARA DIMENSIONAMENTO DE BACIAS DE DISSIPACÃO**, após terem inquirido o aluno e realizado a avaliação do trabalho, são de parecer pela sua Aprovada no rito de defesa.

A outorga do título de Mestre está sujeita à homologação pelo colegiado, ao atendimento de todas as indicações e correções solicitadas pela banca e ao pleno atendimento das demandas regimentais do Programa de Pós-Graduação.

Curitiba, 25 de Fevereiro de 2019.

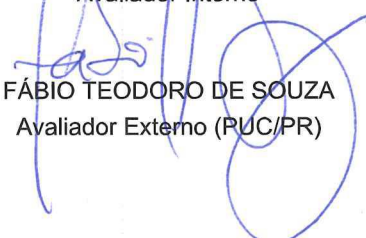

JOSÉ JUNJI OTA

Presidente da Banca Examinadora


ANDRE LUIZ TONSO FABIANI
Avaliador Interno (UFPR)


FERNANDO OLIVEIRA ANDRADE

Avaliador Interno


FÁBIO TEODORO DE SOUZA
Avaliador Externo (PUC/PR)

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, por toda a força, sabedoria, me guiando por todo o caminho trilhado até aqui, sem nunca me deixar sozinho nos momentos difíceis.

Agradeço aos meus pais, Nalú e Cesar, que sempre me apoiaram e acreditaram em mim, até quando nem eu mesmo acreditava que fosse capaz.

Agradeço ao professor Dr. José Junji Ota, por também acreditar em mim e utilizar do seu tempo e de sua sabedoria para tornar possível este trabalho.

Agradeço também à toda a banca examinadora, em especial ao professor Dr. André Fabiani, por todas as dicas e suporte na construção deste trabalho.

À minha namorada, Bruna, por sempre estar ao meu lado, me incentivando nas minhas escolhas, uma verdadeira amiga e companheira em todos os momentos.

Agradeço a todos os meus amigos, antigos e novos, que de alguma maneira estiveram presentes ao longo dessa jornada, e que também acreditaram no meu potencial, me motivando, ajudando, até mesmo me fazendo rir nos momentos mais difíceis, muito obrigado.

Agradeço também a toda a equipe do CEHPAR, dos Institutos LACTEC, em especial ao Carlos, Ronaldo e ao Terabe, por me ajudarem ao longo das etapas deste trabalho, e que foi fundamental para a realização das mesmas.

A quem mais fez parte desse processo contribuindo, seja pouco ou muito, saiba que sempre terá a minha gratidão.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001

Sapientiam autem non vincit malitia.

(Autor desconhecido)

Lembre-se que as pessoas podem tirar tudo de você, menos o seu conhecimento.

(Albert Einstein)

Do or do not, there is no try.

(Yoda Master)

RESUMO

O ressalto hidráulico é amplamente estudado há muitos anos, e mesmo assim existem muitas incertezas sobre suas propriedades. Normalmente, constrói-se uma bacia de dissipação a jusante de estruturas vertentes, que tem por função proteger o leito contra as possíveis erosões causadas pelo escoamento. O critério clássico é a adoção do comprimento da bacia igual ao comprimento do ressalto hidráulico. Como o fenômeno é altamente turbulento, surgem algumas dificuldades para caracterizar seu comprimento. Primeiramente, não há uma solução analítica que seja capaz de defini-lo por completo, sendo necessário recorrer à modelagem física e estudos empíricos. Como se sabe que a erosão está diretamente relacionada ao desenvolvimento de tensões tangenciais no leito, o objetivo do trabalho é buscar definir o comprimento do ressalto hidráulico com base nessas tensões, tentando encontrar um ponto de potencial erosivo suficientemente baixo. Para isso, realizaram-se simulações no *software OpenFOAM* de ressaltos hidráulicos estáveis, na faixa de número de Froude entre 4,5 e 9,0. Para validar os resultados encontrados, foi realizada simulação em modelo físico. Por fim, utilizando o critério de condição crítica de arraste, definido por Shields, foi definida uma curva com a qual é possível dimensionar o comprimento do ressalto hidráulico, baseado na tensão tangencial crítica. Essa nova medida é menor que as propostas por outros autores, o que indica a necessidade de uma bacia de dissipação menor, para o caso de números de Froude na faixa estável.

Palavras-chave: Ressalto hidráulico. Tensões tangenciais. OpenFOAM. Bacia de dissipação.

ABSTRACT

The hydraulic jump is widely studied for many years, and there is still a lot of uncertainties about its properties. Usually, it is build up a stilling basin downstream of spillway structure, which have the role of bed protection against erosion caused by the flow. Usually, it is adopted the stilling basin length equals to the hydraulic jump length. As this phenomenon is highly turbulent, as consequence emerges difficulties to define this length. First, there is no analytical solution capable to define it, so it is necessary to resort to physical modelling and empirical studies. As it is know that the erosion is directly related to bed shear stress development, the objective of this paper is to define the hydraulic jump length based on the bed shear stress, trying to find a point of erosion potential low enough. To do that, simulations were made with OpenFOAM of stable hydraulic jumps, with Froude numbers between 4.5 and 9.0. To validate the obtained results, an experimental work was performed in a physical model. Finally, using the critical scour criteria, defined by Shields, it was defined a curve which turns possible to define the hydraulic jump length, based on critical bed shear stress. This new measure is smaller than the proposed by other authors, what indicates also a smaller stilling basin for stable Froude numbers.

Keywords: Hydraulic jump. Bed shear stress. OpenFOAM. Stilling basin.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Ressalto hidráulico clássico.....	21
Figura 2 - Pré-ressalto, $1,7 < Fr < 2,5$	23
Figura 3 - Transição, $2,5 < Fr < 4,5$	23
Figura 4 - Ressalto estável, $4,5 < Fr < 9,0$	24
Figura 5 - Ressalto forte, $Fr > 9,0$	24
Figura 6 - Perda de energia em ressalto com fundo horizontal.....	25
Figura 7 - Comprimento de ressalto hidráulico.....	27
Figura 8 - Diagrama de Shields.....	29
Figura 9 - (a) Arranjo geral do experimento; (b) Detalhe do Tubo de Preston.....	32
Figura 10 - Plotagem dos resultados para Tubos de Pitot na parede de tubos.....	33
Figura 11 - Calibração dos Tubos de Preston.....	34
Figura 12 - Variação da tensão tangencial no leito de ressalto - $Fr = 3,7$	35
Figura 13 - Sistema de coordenadas adotado no início do ressalto hidráulico.....	36
Figura 14 - Local da máxima tensão tangencial no leito do ressalto.....	37
Figura 15 - Média e flutuação das velocidades em escoamento turbulento.....	39
Figura 16 - Estrutura geral do <i>OpenFOAM</i>	41
Figura 17 - Análise da sensibilidade de malha do <i>OpenFOAM</i>	43
Figura 18 - Representação de ressalto hidráulico simulado em <i>OpenFOAM</i>	44
Figura 19 - Malha 3D não-refinada e 2D refinada.....	44
Figura 20 - Comparação de ressaltos com condições de contorno distintas.....	45
Figura 21 - Esquema geral de condições de contorno para ressalto hidráulico.....	46
Figura 22 - Representação da função α do método VOF.....	50
Figura 23 - Malha estruturada de 5mm completa e detalhe.....	52
Figura 24 - Definição das condições de contorno das simulações.....	53
Figura 25 - Definição da malha e condições de contorno.....	53
Figura 26 - Definição das velocidades de entrada e saída.....	54
Figura 27 - Definição do modelo de turbulência adotado.....	55
Figura 28 - Estrutura do início do canal utilizado.....	56
Figura 29 - Tubo de Pitot posicionado junto ao leito.....	57
Figura 30 - Distribuição de velocidades no ressalto hidráulico - $Fr = 9,0$	60
Figura 31 - Efeito de contração do escoamento pela comporta - $Fr = 9,0$	60

Figura 32 - Perfil de velocidades no início do ressalto. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 9,0$	61
Figura 33 - Distribuição de α em $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 9,0$	62
Figura 34 - Distribuição da velocidade no canal em $y = 1,5\text{ mm}$ - $Fr = 9,0$	63
Figura 35 - Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 9,0$	65
Figura 36 - Comparação entre tensões tangenciais e pela equação (25) - $Fr = 9,0$.	66
Figura 37 - Tensões tangenciais e comprimentos de ressalto - $4,5 \leq Fr \leq 9,0$	68
Figura 38 - Distribuição de velocidades no ressalto - $Fr = 9,0$ - malha 3mm.....	70
Figura 39 - Perfil de velocidades do ressalto. $x=0,40\text{m}$ - $Fr = 9,0$ - malha 3mm	71
Figura 40 - Distribuição de α em $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 9,0$ - malha 3mm	71
Figura 41 - Distribuição da velocidade no canal - $Fr = 9,0$ - malha 3mm	72
Figura 42 - Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 9,0$ - malha 3mm	73
Figura 43 - Comparação tensões tangenciais e equação - $Fr = 9,0$ - malha 3mm....	74
Figura 44 - Tensões tangenciais e comprimentos de ressalto - malha 3mm	76
Figura 45 - Tensão tangencial máxima em ressaltos hidráulicos - $4,5 \leq Fr \leq 9,0$	77
Figura 46 - Comprimento L_s função de Froude e diâmetro do sedimento	78
Figura 47 - Resultados de L_j para as malhas de 5mm e 3mm - $4,5 \leq Fr \leq 9,0$	79
Figura 48 - Variação da tensão tangencial no leito de ressalto hidráulico.....	80
Figura 49 - Comparação comprimento proposto para diferentes diâmetros D	80
Figura 50 - Ressalto hidráulico em modelo físico - $Fr = 8,82$	83
Figura 51 - Vista superior do ressalto hidráulico	83
Figura 52 - Tensões tangenciais no leito de ressalto hidráulico - $Fr = 8,82$	84
Figura 53 - Variação da tensão tangencial no leito de ressalto hidráulico	85

LISTA DE SÍMBOLOS

α - variável dos fluidos simulados
 b - largura do canal
 Co - condição de Courant
 D - diâmetro dos grãos
 d - diâmetro do tubo de Pitot
 E_L - energia dissipada no ressalto hidráulico
 E_1 - energia inicial do ressalto hidráulico
 k - energia cinética turbulenta
 ε - taxa de dissipação da energia cinética turbulenta k
 Fr - número de Froude
 g - aceleração da gravidade
 h_1, h_2 - profundidades conjugadas supercrítica e subcrítica
 h_{2OF} - profundidade subcrítica obtida nas simulações no OpenFOAM
 h_{2cor} - profundidade subcrítica corrigida
 h_p - perda de carga contínua
 L - comprimento do canal
 L_j - comprimento de ressalto hidráulico proposto por Peterka
 L_r - comprimento de formação de rolos proposto por Hager *et al.*
 L_s - comprimento de ocorrência da tensão crítica no ressalto hidráulico
 n - coeficiente de atrito de Manning
 P - pressão total registrada no tubo de Pitot
 p_0 - pressão hidrostática
 ρ - massa específica da água
 q - vazão por unidade de largura
 Re_* - número de Reynolds do grão
 R_h - raio hidráulico
 S - declividade da linha de energia
 τ_0 - tensão tangencial no leito
 τ_c - tensão crítica de arraste proposta por Shields
 $\tau_{máx}$ - tensão tangencial máxima
 \bar{u} - média temporal das velocidades
 u' - flutuação das velocidades
 \bar{u}_r - velocidade de compressão
 u_* - velocidade de corte
 U_1, U_2 - velocidades médias supercrítica e subcrítica
 v - velocidade pontual
 ν - viscosidade cinemática
 x^* - eixo das abcissas do método de Preston
 y^* - eixo das ordenadas do método de Preston
 μ_t - viscosidade turbulenta
 γ - peso específico da água
 γ_s - peso específico dos grãos de sedimento

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Pontos de medição de pressões e velocidades	57
Tabela 2 - Condições de contorno iniciais para as simulações malha 5mm	59
Tabela 3 - Correção da velocidade subcrítica malha 5mm	59
Tabela 4 - Resultados parciais das simulações numéricas malha 5mm	64
Tabela 5 - Comparação entre L_j e L_r calculados e medidos malha 5mm	67
Tabela 6 - Condições de contorno iniciais para as simulações malha 3mm	70
Tabela 7 - Resultados parciais das simulações numéricas para malha de 3mm	74
Tabela 8 - Comparação entre L_j e L_r calculados e medidos para malha de 3mm ...	75
Tabela 9 - Dados iniciais da simulação em modelo físico	82
Tabela 10 - Resultados da simulação em modelo físico	82

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	14
1.1	OBJETIVOS.....	17
2	REVISÃO DE LITERATURA.....	18
2.1	DISSIPADORES DE ENERGIA.....	18
2.2	RESSALTO HIDRÁULICO.....	20
2.2.1	Classificação de ressaltos hidráulicos	22
2.2.2	Comprimento do ressalto hidráulico.....	25
2.3	TENSÕES TANGENCIAIS.....	28
2.3.1	Condição crítica de arraste	28
2.3.2	Método de Preston.....	30
2.4	DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL.....	37
2.4.1	OpenFOAM.....	41
3	MATERIAIS E MÉTODOS.....	49
3.1	MODELO COMPUTACIONAL	49
3.2	MODELO FÍSICO	56
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	58
4.1	<i>OpenFOAM</i> - RESULTADOS COMPUTACIONAIS.....	58
4.1.1	Simulações com malha de 5mm.....	58
4.1.2	Simulações com malha de 3mm.....	69
4.2	MODELO FÍSICO - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	81
5	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	86
	REFERÊNCIAS.....	89
	APÊNDICE I: PERFIS DE VELOCIDADES INICIAIS	94
	APÊNDICE II: POSIÇÃO INICIAL DOS RESSALTOS	104
	APÊNDICE III: VELOCIDADES MÉDIAS	114
	APÊNDICE IV: VELOCIDADES SUBCRÍTICAS.....	124
	APÊNDICE V: TENSÕES CALCULADAS E TEÓRICAS	134

1 INTRODUÇÃO

O ressalto hidráulico é um fenômeno amplamente estudado há muitos anos, e mesmo assim existem muitas incertezas sobre suas propriedades. Tal fenômeno é amplamente utilizado na dissipação da energia armazenada na forma potencial por barramentos, sendo o mesmo formado a jusante de estruturas vertentes, normalmente dentro de uma bacia de dissipação construída com esse propósito. A energia potencial é rapidamente transformada em cinética nas estruturas de vertimento, sendo necessário dissipá-la antes do volume vertido retornar ao leito natural, com o intuito de evitar que haja danos ao mesmo. Existem outras aplicações do ressalto hidráulico bastante importantes para a engenharia hidráulica, por exemplo, é comum sua utilização para misturar elementos químicos no tratamento de água e de esgoto, pois se trata de um fenômeno altamente turbulento e dispersivo.

Também é importante buscar uma compreensão mais profunda sobre ressaltos hidráulicos, pois o mesmo também ocorre em sistemas naturais, que acarreta em difusão de poluentes, ou no transporte de sedimentos, por exemplo. Os estudos sobre suas características tem alto teor empírico, visto que há muita dificuldade em caracterizar algumas de suas propriedades. Isso se deve ao grande número de variáveis inerentes à formação do ressalto, tais como as condições de contorno de montante e jusante, propriedades físicas da região do ressalto hidráulico, como rugosidade e declividade do fundo. Além disso, se trata de um fenômeno turbulento, impossibilitando de se realizar uma análise puramente analítica.

Em consequência do ressalto hidráulico surgem diversos efeitos, tais como a alta turbulência, tensões tangenciais no fundo, variações bruscas no campo de velocidades e também de pressões. Esses efeitos podem ter impacto negativo sobre a própria estrutura vertente e demais adjacentes, gerando prejuízos diversos, tais como erosões no leito e margens, cavitação em estruturas de concreto e aço, entre outros.

Um dos maiores impactos do ressalto hidráulico é o aumento do potencial de erodibilidade do leito. Para proteger o fundo contra essas possíveis erosões e para permitir um maior controle do ressalto, é comum executar a construção de uma laje em concreto armado a jusante da estrutura vertente, denominada bacia de dissipação, podendo existir outros elementos adicionais que auxiliem, tanto na proteção do fundo

e das margens, quanto na dissipação da energia, com o objetivo de restituir o volume vertido ao leito natural do rio com menor potencial de erodibilidade.

O comprimento dessa bacia de dissipação é determinado, de maneira geral, igual ao comprimento do ressalto hidráulico a ser formado. Entretanto, apesar dos diversos estudos publicados sobre ressalto hidráulico e seus efeitos, não há um consenso sobre a definição de seu comprimento e, por consequência, das bacias de dissipação necessárias para contê-lo, sendo preferível a bacia mais compacta possível, por razões econômicas.

Grande parte dos pesquisadores utiliza o conceito das profundidades conjugadas como base para suas pesquisas, descrito pela primeira vez por Bélanger (1828), que correlaciona os níveis de água e as velocidades na entrada e saída do ressalto através do princípio de conservação de quantidade de movimento. A partir desse conceito, e com base em estudos empíricos, foram criadas diversas fórmulas para definir a distância entre as duas profundidades, chamando-a de comprimento do ressalto hidráulico L_j . É importante observar o alto grau de empirismo na determinação desse comprimento, visto que apenas a definição das profundidades conjugadas tem fundamentação analítica para sua determinação.

Ainda existe outra definição comumente encontrada na literatura, baseada no comprimento de formação de refluxo turbulento na região mais superficial de ressaltos. Usualmente, essa medida é conhecida por comprimento de formação de rolos na superfície, L_r , onde se percebe que o fluxo de água é contrário ao sentido do escoamento, sendo responsável por boa parte da dissipação da energia cinética. É importante determinar essa medida, pois a região de recirculação é a principal responsável pela erosão das margens, e é necessário protegê-las. Assim como o comprimento L_j , não há uma solução analítica conhecida para a determinação de L_r . Grande parte dos autores adotam, de modo geral, soluções com base em observações visuais, elevando o grau de incerteza da confiabilidade dos seus resultados.

A bacia de dissipação é construída principalmente com o objetivo de proteger o fundo contra possíveis erosões geradas pelas altas velocidades e, por consequência, pelas tensões tangenciais geradas nessa região. Entretanto, as medidas utilizadas têm pouca fundamentação física e elevado grau de empirismo envolvido, pois dependem da observação feita por pesquisadores. Assim, surge a

hipótese de definir o comprimento do ressalto hidráulico e, conseqüentemente, da bacia de dissipação necessária para proteção, a partir do estudo das tensões tangenciais geradas pelo ressalto hidráulico no leito.

Este trabalho foi desenvolvido com o intuito de avaliar a evolução das tensões tangenciais no leito da região de formação do ressalto hidráulico. Estudos dessa natureza se baseiam comumente em dois tipos de análises principais. Primeiramente, a avaliação por meio de modelos matemáticos, executados através da modelagem computacional. Existem alguns programas disponíveis capazes de simular fenômenos da engenharia hidráulica, os quais subsidiam as análises com diversos resultados. No presente estudo, foi utilizado o *software OpenFOAM*, no qual é possível realizar simulações de escoamentos de superfície livre, e por conseqüência, também ressaltos hidráulicos, foco do presente estudo. A grande vantagem deste em relação a outros programas é que, além de já ser consagrado por apresentar resultados comparáveis a qualquer outro *software* utilizado para esse fim, é também gratuito.

A outra análise realizada baseou-se nos resultados obtidos da modelagem física. Para isso, foram feitas medições em um canal didático pertencente ao laboratório do Centro de Estudos de Hidráulica e Hidrologia Prof. Parigot de Souza (CEHPAR), o qual está ligado aos Institutos LACTEC. Para realizar a medição das tensões tangenciais, foi utilizado o tubo de Pitot, com base no método de Preston, o qual fornece a medida indireta dessa grandeza, através do uso de equações previamente calibradas por Preston (1954), e corrigidas por Patel (1965).

Toda a base teórica deste trabalho é apresentada no Capítulo 2, de revisão de literatura. Os materiais e métodos (Capítulo 3) usados são apresentados e explicados mais detalhadamente, com base na fundamentação teórica desenvolvida previamente. Em seguida, é feita uma análise dos resultados (Capítulo 4) pormenorizada, detalhando os resultados obtidos, o que já era esperado, assim como resultados discrepantes e a justificativa para essa possível discrepância. Por fim, são apresentadas as conclusões do estudo (Capítulo 5), assim como as recomendações para futuros trabalhos que tenham objetivos similares a este.

1.1 OBJETIVOS

O objetivo principal do presente trabalho é determinar um novo método de definição do comprimento de ressaltos hidráulicos, baseando-se nas tensões tangenciais no leito. Espera-se que esse novo método de cálculo possibilite o dimensionamento de bacias de dissipação de forma mais precisa, e possivelmente mais econômica. Para atingir o objetivo principal, foram estabelecidos alguns objetivos específicos, que são aqui listados:

- a. Modelagem numérica, com o auxílio da ferramenta de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) *OpenFOAM*, com a qual foram realizadas simulações de ressaltos hidráulicos definidos como estáveis por Bradley e Peterka (1955), ou seja, com número de Froude no início do ressalto variando entre 4,5 e 9,0;
- b. Modelagem física, através de simulação realizada em um canal didático do laboratório do CEHPAR, de onde se extraíram os dados para comparar e validar os resultados das simulações computacionais;
- c. Análise das tensões tangenciais no leito nos dois tipos de modelagem, através do método de Preston (1954) e das curvas calibradas por Patel (1965). Para avaliar o impacto das tensões tangenciais obtidas, foi considerado o critério de arraste de sedimentos proposto por Shields (1936);
- d. Comparações entre os resultados obtidos no presente estudo com os apresentados na literatura por diversos autores.

2 REVISÃO DE LITERATURA

2.1 DISSIPADORES DE ENERGIA

Devido ao elevado nível d'água gerado por barragens, as descargas de água atingem valores altos de energia cinética. Se contramedidas adequadas não forem adotadas para amenizá-la, essa energia pode causar sérios danos ao pé da barragem, ao leito do rio, e também às margens nas proximidades do barramento (CHEN, 2015).

A operação de qualquer dissipador de energia hidráulico se baseia em transformar boa parte da energia do escoamento de alta velocidade a partir da combinação de alguns métodos: através do atrito entre a água e o canal, ou entre a água e o ar, ou através do atrito interno e turbulência. Fundamentalmente, dissipadores de energia convertem energia cinética em turbulência e, em seguida, em calor, além de recuperarem parte da energia potencial (ELEVATORSKI, 1959).

Segundo Bradley e Peterka (1955), existem diversos meios de dissipação de energia a jusante de estruturas extravasoras de aproveitamentos hidrelétricos, tais como as bacias de dissipação e dispositivos de dissipação de energia construídos em conjunto com extravasores, canais de fuga e demais estruturas.

A dissipação da energia cinética gerada na base da estrutura vertente é essencial para trazer o escoamento a jusante para a condição normal, aproximadamente a mesma que teria sem o barramento, na menor distância possível. Isso é importante não só pela proteção contra danos por efeitos erosivos no leito e margens, mas também para garantir que não haja danos às estruturas adjacentes, tais como a casa de força, canal, etc. (KHATSURIA, 2005).

Para a escolha do tipo de dissipação de energia a ser adotada, os fatores governantes são: considerações hidráulicas, topografia, geologia, tipo do barramento, arranjo das estruturas associadas, avaliação econômica das opções viáveis, frequência de uso, assim como considerações especiais e ambientais. Quando há possibilidade de mais de uma alternativa a ser implantada, a experiência do projetista é determinante nessa decisão (KHATSHURIA, 2005).

Um dos meios de dissipação mais estudados e utilizados é a bacia de dissipação por ressalto hidráulico. De acordo com Bradley e Peterka (1955), bacia de dissipação é definida como uma estrutura na qual o ressalto hidráulico é confinado total ou parcialmente, ou seja, o ressalto pode ocorrer integral ou parcialmente sobre

uma laje de concreto armado, criada com o objetivo de dissipar a energia cinética do escoamento proveniente de uma estrutura de descarga d'água, tal como um vertedor, através do atrito do volume extravasado com a própria laje, com o ar e também através do próprio atrito interno, e restituí-lo ao leito do rio com menor energia e, conseqüentemente, reduzir a possibilidade de danos por efeitos erosivos a jusante.

Muitas bacias de dissipação são por ressalto hidráulico, com fundo do canal horizontal ou com certa declividade. Em alguns casos, porém não muito comuns, utilizam-se elementos acessórios que aumentam a rugosidade da bacia, o que leva a um aumento na dissipação de energia, reduz a profundidade do escoamento a jusante, e faz com que a bacia de dissipação necessária para o desenvolvimento do ressalto hidráulico seja mais curta (BHOWMIK, 1971).

De acordo com Blair e Rhone (1987), devido à importância de dissipar a energia do escoamento antes de retorná-lo ao seu curso natural, a bacia de dissipação por ressalto hidráulico é um meio efetivo de reduzir a velocidade de saída para um estado tranquilo. Entretanto, conforme exposto por Khatsuria (2005), existem algumas limitações para o uso dessa forma de dissipação de energia. Por exemplo, quando a diferença entre o nível de água a montante do barramento e a jusante, no leito natural do rio é superior a 100 metros, não é recomendado o uso desse método, devido aos problemas associados à turbulência, tais como a cavitação intermitente, vibração, carga hidrodinâmica, variação de pressões, entre outros.

Apesar de existirem dezenas de modelos de bacias de dissipação de energia desenvolvidas em conjunto com estruturas vertentes e canais de restituição, ainda assim é necessário realizar experimentos das estruturas individualmente, para garantir que as mesmas irão operar conforme previsto. Essa necessidade de repetições de testes surge pelo grande fator de incertezas ligadas ao desempenho geral dos dissipadores de energia. Em especial, bacias de dissipação por ressalto hidráulico necessitam de estudos mais aprofundados, visto que o fenômeno em questão não é plenamente compreendido pelos pesquisadores (PETERKA, 1984).

2.2 RESSALTO HIDRÁULICO

Quando ocorre uma mudança no escoamento, do regime supercrítico para o subcrítico, em um escoamento de superfície livre, surge o fenômeno conhecido como ressalto hidráulico, no qual a profundidade do escoamento cresce abruptamente na direção do fluxo (VENNARD, 1961).

Peterka (1984), em seu trabalho, defende que não há fenômeno da hidráulica mais estudado e que recebeu mais atenção dos pesquisadores do que ressaltos hidráulicos. Entretanto, do ponto de vista prático, ainda existem muitas lacunas a serem preenchidas sobre o tema. Ou seja, apesar de amplamente estudado, ainda é um assunto de grande interesse, pois ainda existem muitos pontos nos quais é possível buscar uma maior compreensão das características de ressaltos hidráulicos (NÓBREGA, 2014).

Para Chanson (2009), ressalto hidráulico é a transição rápida de estado do regime de escoamento, de supercrítico para subcrítico, ou seja, a redução da velocidade do escoamento e, por consequência, diminuição do número de Froude, que ocorre em conjunto com outras estruturas hidráulicas, como a bacia de dissipação, por exemplo, e pode ser considerado como uma singularidade no escoamento. O número de Froude é definido pela forma exposta na equação (1), onde v é a velocidade (m/s), h é a profundidade do nível de água (m), e g é a aceleração da gravidade (m/s²):

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gh}} \quad . \quad (1)$$

Segundo Carollo *et al.* (2012), o ressalto hidráulico é um fenômeno interessante em escoamentos em canais abertos que vem sendo usado amplamente para dissipação de energia após as estruturas hidráulicas. A necessidade de formar o ressalto hidráulico para dissipação de energia vem do alto armazenamento de energia na forma potencial do escoamento natural de rios, resultante dos barramentos instalados com esse propósito. Conforme exposto por Blair e Rhone (1987), o ressalto que ocorre em bacias de dissipação tem características diferentes e assume uma forma definida, dependendo da energia do escoamento que deverá ser dissipada e da profundidade do escoamento.

Um ressalto hidráulico clássico é aquele formado em um canal retangular horizontal de grande largura, no qual a profundidade conjugada h_2 ocorre no final do ressalto hidráulico, definindo seu comprimento. Nesse tipo de ressalto, a superfície do escoamento começa a crescer rapidamente, até uma profundidade média, de onde continua a crescer até uma seção a partir da qual a energia é basicamente igual ao nível d'água, ou seja, boa parte da energia cinética foi dissipada ou transformada (RAJARATNAM, 1967).

É comum adotar-se a distância entre as profundidades conjugadas como o comprimento do ressalto hidráulico, pois na seção a jusante o escoamento já voltou à condição subcrítica e pode retornar sem causar maiores danos, como já exposto anteriormente. A Figura 1 retrata esquematicamente essas medidas do ressalto, onde U_1 é a velocidade média no início do ressalto (m/s), h_1 e h_2 são as profundidades conjugadas (m), L_f e L_r são, respectivamente, o comprimento de ressalto hidráulico proposto por Peterka (1984) e o comprimento de formação de rolos na superfície, em metros, os quais serão detalhados mais à frente, neste capítulo.

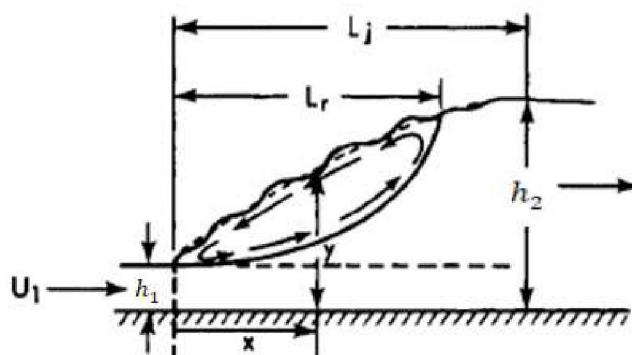


Figura 1 - Ressalto hidráulico clássico. Fonte: adaptado - RAJARATNAM (1967)

De acordo com Hager e Bremen (1989), assumindo a distribuição de velocidades uniforme e a distribuição de pressões hidrostática, tanto no início quanto no fim do ressalto hidráulico, e a tensão de cisalhamento for negligenciada, é possível calcular as profundidades conjugadas h_1 e h_2 com base na equação de Bélanger (1828), descrita na forma da equação (2) por Bresse (1860). Desenvolvendo a partir da equação de conservação de quantidade de movimento, tem-se:

$$\frac{\gamma}{2}(h_1^2 - h_2^2) = \rho q(U_2 - U_1) ,$$

$$h_1^2 - h_2^2 = \frac{2q}{g} \left(\frac{q}{h_2} - \frac{q}{h_1} \right),$$

$$h_2^2 + h_1 h_2 - \frac{2q^2}{gh_1} = 0,$$

$$h_2 = -\frac{h_1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{8q^2}{gh_1^3}} \right),$$

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8Fr_1^2} - 1 \right). \quad (2)$$

As variáveis de índice 1 se referem às características no início do ressalto, na região supercrítica, enquanto as de índice 2 se referem à região subcrítica do escoamento, a jusante do ressalto hidráulico. A vazão específica é dada por q ($\text{m}^3/\text{s.m}$), ρ é a massa específica da água (kg/m^3), γ é o peso específico da água (N/m^3), e g a aceleração da gravidade (m/s^2).

2.2.1 Classificação de ressaltos hidráulicos

O ressalto hidráulico pode ocorrer em, pelo menos, quatro modos distintos em uma bacia de dissipação horizontal. As características internas do ressalto e de dissipação de energia no próprio ressalto variam dependendo dessa forma. Algumas delas são mais desejáveis, outras indesejáveis, e podem ser subdivididas de acordo com o número de Froude no início do ressalto hidráulico (BRADLEY e PETERKA, 1955).

O escoamento, quando em regime fluvial, apresenta número de Froude inferior ao unitário, ou seja, $v < \sqrt{gh}$. Para o valor de Froude unitário, o escoamento se dá com a profundidade crítica, não havendo formação de nenhum tipo de ressalto. Para valores de Froude entre 1,0 e 1,7, a diferença entre as profundidades conjugadas é pequena, formando apenas uma pequena perturbação. Assim que o número de Froude se aproxima de 1,7, uma série de pequenos rolos são formados na superfície, e assim se mantém até valores próximos a 2,5. Nessa fase, não há nenhum problema relacionado à bacia de dissipação. A velocidade ao longo das seções transversais é praticamente uniforme, e a perda de energia é menor que 20% (PETERKA, 1984). A Figura 2 representa esquematicamente essa categoria de ressaltos, chamado também de pré-ressalto, ou ressalto hidráulico fraco.

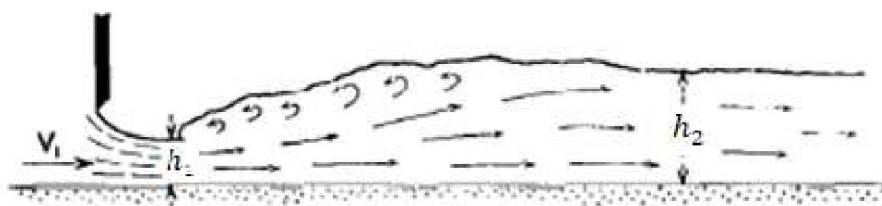


Figura 2 - Pré-ressalto, $1,7 < F_r < 2,5$. Fonte: adaptado - PETERKA (1984)

A próxima classificação de ressaltos é abrangida por números de Froude entre 2,5 a 4,5. Essa classe tem uma ação pulsante e é normalmente vista em estruturas com baixo nível de montante. O jato de entrada oscila entre o leito e a superfície de maneira irregular, assim como a turbulência, começando a gerar problemas de erosão, principalmente nas margens (PETERKA, 1984). É recomendável, se possível, evitar a formação desse tipo de ressalto, através da readequação do projeto das estruturas a serem executadas, visto que as ondas formadas por esse tipo de ressalto são de grande amplitude e continuam após a bacia de dissipação com muita intensidade, podendo gerar danos a grandes distâncias a jusante, principalmente nas margens (BHOWMIK, 1971).



Figura 3 - Transição, $2,5 < F_r < 4,5$. Fonte: PETERKA (1984)

Ressaltos hidráulicos formados entre os valores de Froude de 4,5 a 9,0 são os mais estáveis. Para essa categoria, o final da região de formação de rolos na superfície e o ponto no qual o jato de alta velocidade tende a descolar do leito ocorrem praticamente no mesmo plano vertical. O ressalto é bem balanceado e, por isso, é considerado como a melhor categoria. A dissipação de energia varia entre 45 a 70% (PETERKA, 1984). Esta faixa também é a de maior precisão na medição do comprimento de ressalto hidráulico, tema que é foco deste trabalho, e que por isso será abordado mais profundamente nos próximos tópicos do presente estudo.



Figura 4 - Ressalto estável, $4,5 < F_r < 9,0$. Fonte: PETERKA (1984)

Quando o número de Froude começa a superar o valor de 9,0, a forma do ressalto muda gradualmente para a forma esquematizada na Figura 5. A velocidade de entrada é alta, e a profundidade do escoamento é comparativamente pequena, o que eleva a diferença entre as profundidades conjugadas. O jato de alta velocidade já não acompanha até o final do comprimento do ressalto, de forma que a formação de rolos na superfície é o fator mais importante para definir o comprimento do ressalto em si. Apesar da alta taxa de dissipação de energia cinética (até 85%), a superfície fica extremamente instável, podendo agravar o problema de erosão nas laterais e margens (PETERKA, 1984).



Figura 5 - Ressalto forte, $F_r > 9,0$. Fonte: PETERKA (1984)

A Figura 6 mostra os valores de dissipação de energia, normalizando a energia dissipada pela energia no início do ressalto (E_L/E_1) em função do número de Froude no início do ressalto, encontrados por Peterka (1984). Com base nessa figura, e nos conceitos apresentados acima, verifica-se a necessidade de avaliar ressaltos hidráulicos na “zona ótima”, ou seja, com número de Froude variando entre 4,5 e 9,0. Nessa faixa de valores, a dissipação de energia é bem elevada, como visto anteriormente, e a forma do ressalto é bem desenvolvida e de maior controle e estabilidade dentro da bacia de dissipação.

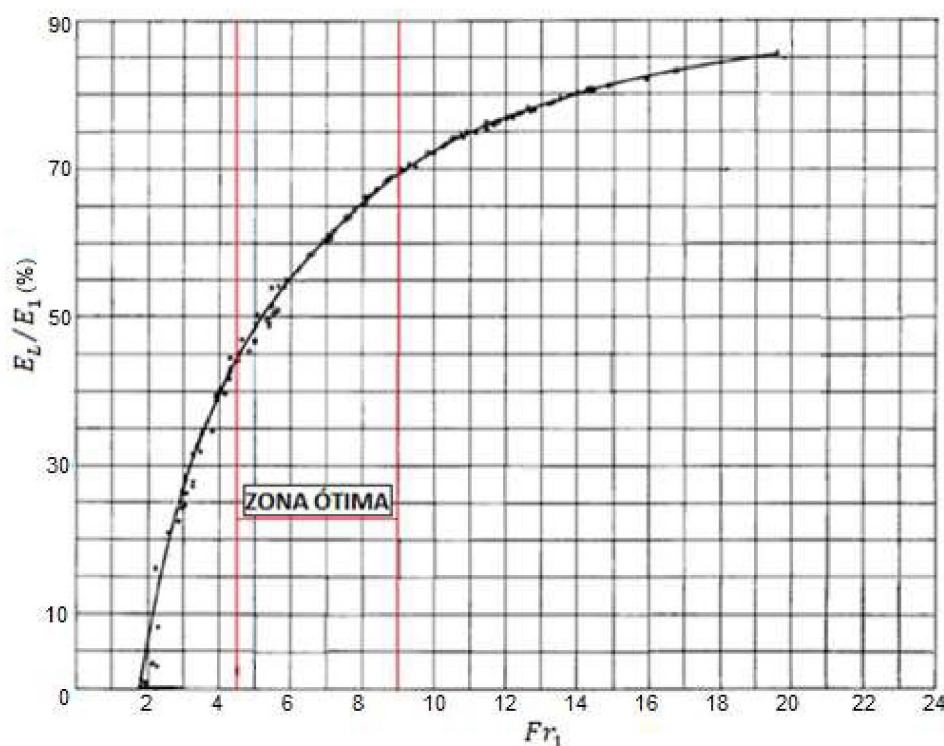


Figura 6 - Perda de energia em resalto com fundo horizontal. Fonte: adaptado - PETERKA (1984)

2.2.2 Comprimento do resalto hidráulico

Bradley e Peterka (1955) destacam que, na época que desenvolveram seu trabalho, existiam algumas informações dispersas sobre comprimentos de ressaltos hidráulicos, e por isso, um dos objetivos deles era avaliar essas informações, buscar correlações e verificar o que poderia ser utilizado ou não. Segundo os autores, o comprimento do resalto hidráulico é a medida mais difícil de se determinar em seus experimentos, principalmente de se repetirem os resultados com erros aceitáveis, problema que, segundo os autores, foi superado com a prática. Ainda de acordo com os autores, a definição do comprimento do resalto através de observações visuais se mostrou mais prática e mais rápida. O cálculo através da medição de velocidades no leito se mostrou demasiadamente trabalhosa e inadequada para a determinação do comprimento.

É importante ressaltar que, como destacado por Bradley e Peterka (1955), os efeitos de escala em medições em modelo físico devem ser levados em conta. Se a escala é muito reduzida, os resultados se distanciam da curva calibrada pelos autores. A diferença encontrada por outros autores é exibida na Figura 7. Como eles destacam,

em seus próprios experimentos foi perceptível que, para aberturas de comporta muito pequenas, os resultados não foram condizentes com os demais realizados pelos autores.

Foram propostas diversas maneiras de determinar esta medida que se baseiam em características diversas do próprio fenômeno (KHATSURIA, 2005). Como pode se notar, existem duas formas principais de determinar o comprimento indicadas na Figura 1, L_j e L_r . A primeira forma de medir, L_j , diz respeito à distância de ocorrência das profundidades conjugadas determinadas pela equação (2). Existem diversas fórmulas propostas para determinar esse comprimento com base em h_1 ou h_2 , variando entre 5 a 6 vezes a profundidade h_2 , ou 35 a 60 vezes a profundidade h_1 . A distância L_r é definida como a distância entre o início do ressalto e o fim da região de formação dos rolos na superfície, onde a velocidade do escoamento é quase nula na superfície e indica o limite entre o fluxo para trás e para frente (KHATSURIA, 2005).

Buscando determinar o comprimento L_j , Bradley e Peterka (1955) traçaram dois gráficos com base nos resultados obtidos em seis canais experimentais. O primeiro, baseado na profundidade h_1 , é mais difícil de se obter, e os erros são mais representativos, visto que h_1 é relativamente pequeno se comparado ao comprimento L_j . Por isso, e como o valor de h_2 é mais fácil de se determinar, adotado normalmente igual ao nível normal do rio a jusante, o gráfico elaborado com base nessa profundidade é o mais utilizado, caso do presente trabalho. Os resultados são apresentados na Figura 7. Cabe ressaltar que são apresentadas também as curvas ajustadas por outros autores, mas que sofreram a influência de efeitos de escala, conforme já exposto anteriormente.

Como pode se observar, seus resultados estão muito próximos aos obtidos pelo laboratório de Zurique, enquanto as demais curvas se distanciam para qualquer valor do número de Froude na entrada. Segundo os autores, isso se deve ao fato de que os testes dos outros estudos não atentaram ao efeito de escala do problema, que afeta consideravelmente o resultado final. Esta diferença é bem perceptível na curva ajustada por Bakhmeteff e Matzke, apresentada com o número 1 na Figura 7. Entretanto, a curva calibrada pela *Technical University of Berlin* apresenta a mesma tendência daquela determinada pelos autores, está apenas deslocada por adotar um comprimento de maneira distinta dos demais. Assim, é possível concluir que a curva apresentada por Bradley e Peterka (1955) está bem ajustada e em concordância com

os demais estudos. Entretanto, vale ressaltar que todos esses estudos são empíricos, o que mantém a necessidade de realizar estudos mais aprofundados.

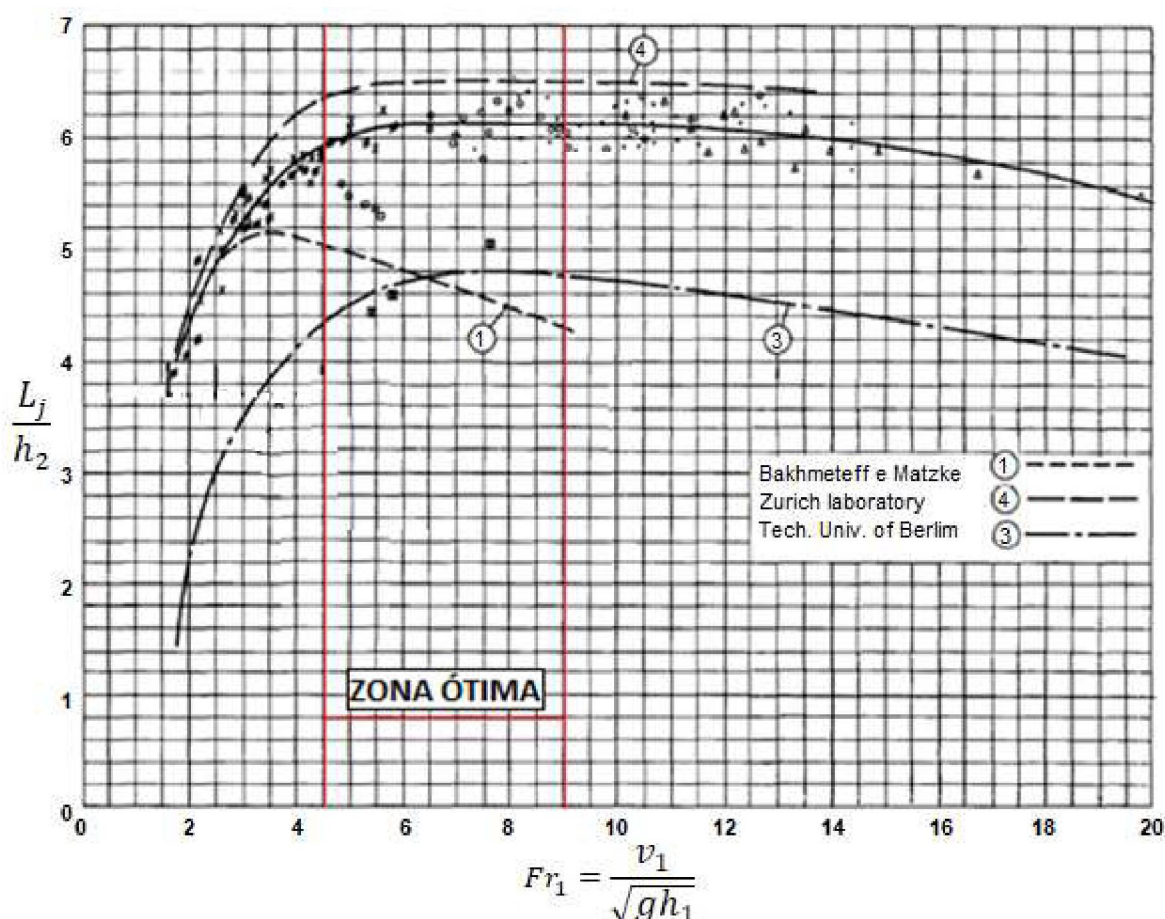


Figura 7 - Comprimento de ressalto hidráulico. Fonte: adaptado - PETERKA (1984)

Em termos do comprimento L_r , Hager *et al.* (1990) evidenciam a existência de diversos estudos que buscam determinar equação, ou equações, para calcular tal dimensão, os quais são baseados nas mesmas características usadas na definição do comprimento L_j . Segundo os autores, definir essa distância é parte indispensável do estudo de ressaltos hidráulicos. Esse comprimento é definido como aquele em que se percebe a formação de rolos na superfície, ou seja, de fluxo contrário ao sentido do escoamento, na região mais superficial do ressalto. De acordo com os experimentos realizados pelos autores, foram obtidas as equações para determinação do comprimento L_r apresentadas nas equações (3), (4) e (5) (para mais detalhes, ver HAGER *et al.*, 1990):

$$\frac{L_r}{h_1} = 8(Fr_1 - 3/2), \text{ para } 2,5 < Fr_1 < 8,0, \quad (3)$$

$$\frac{L_r}{h_1} = -12 + 160 \tanh(Fr_1/20), \text{ para } h_1/b < 0,10 \text{ e } Fr_1 > 8,0, \quad (4)$$

$$\frac{L_r}{h_1} = -12 + 100 \tanh(Fr_1/12,5), \text{ para } 0,10 < h_1/b < 0,70 \text{ e } Fr_1 > 8,0, \quad (5)$$

onde Fr_1 representa o número de Froude na entrada do ressalto; h_1 a profundidade do escoamento na entrada do ressalto, em metros; e b a largura do canal, também em metros. Outra possibilidade a ser explorada para definir o comprimento de ressaltos hidráulicos, como já exposto por Hager *et al.* (1990), leva em conta a distância em que se percebe erosão no leito, ou seja, transporte de sedimentos. Apesar dos autores descreverem essa possibilidade, não há nenhum estudo mais aprofundado nesse sentido. Tendo em vista que o comprimento de ressalto representa, de modo geral, o fim do piso e paredes de concreto de bacia de dissipação convencional (BRADLEY E PETERKA, 1955), definir tal comprimento com base nas tensões tangenciais parece ser mais adequado. O processo de transporte de sedimentos e erosão no leito está diretamente relacionado ao desenvolvimento das tensões tangenciais nessa região, por isso é importante compreender como e porque essas tensões surgem e se desenvolvem nessa região.

2.3 TENSÕES TANGENCIAIS

2.3.1 Condição crítica de arraste

A água que é transposta de uma estrutura de controle de um nível mais elevado para um nível inferior precisa ter a energia cinética transformada. Para isso, deve-se construir um dissipador de energia que garanta a redução da alta velocidade do escoamento para uma magnitude não-erosiva. A erodibilidade é de difícil mensuração, e não existe um consenso absoluto sobre seus limites (ELEVATORSKI, 1959).

De acordo com Graf (1984), existem diversos meios de se explicar o início do movimento de partículas, também conhecido por condição crítica de arraste. É possível avaliar o impacto do líquido nas partículas, através de equações de velocidade crítica. Também é possível explicitar o movimento incipiente considerando

a diferença de pressão existente pelo gradiente de velocidades, por meio da força de sustentação. Outra abordagem possível, adotada no presente estudo, se dá através do desenvolvimento de equações de tensão tangencial crítica nas paredes, considerando a interação hidráulica entre o próprio escoamento e as partículas.

A tensão tangencial crítica pode ser descrita em termos da velocidade de corte, u_* (m/s), especialmente em escoamentos turbulentos, a qual representa uma medida da intensidade das flutuações turbulentas. A relação entre tensão tangencial e velocidade de corte é dada pela equação (6), sendo τ_0 em N/m², e ρ em kg/m³:

$$u_* = \sqrt{\tau_0 / \rho} \quad (6)$$

Uma das pesquisas mais importantes em mecânica de transporte de sedimentos a utilizar tal conceito foi apresentada por Shields (1936). O autor buscou responder quando o sedimento se “desalojaria” do leito, considerando o mesmo com granulometria uniforme, e começaria a ser transportado. Como resultado, Shields plotou as medições realizadas em modelo físico, conforme exposto na Figura 8, na qual o eixo das abcissas é dado por $Re_* = u_* D / \nu$ (número de Reynolds do grão), calculado com a velocidade de corte, e as ordenadas por $\tau_0 / (\gamma_s - \gamma) D$, sendo τ_0 a tensão tangencial no leito (N/m²), γ_s e γ os pesos específicos dos grãos e da água (N/m³), respectivamente, e D o diâmetro dos grãos (m):

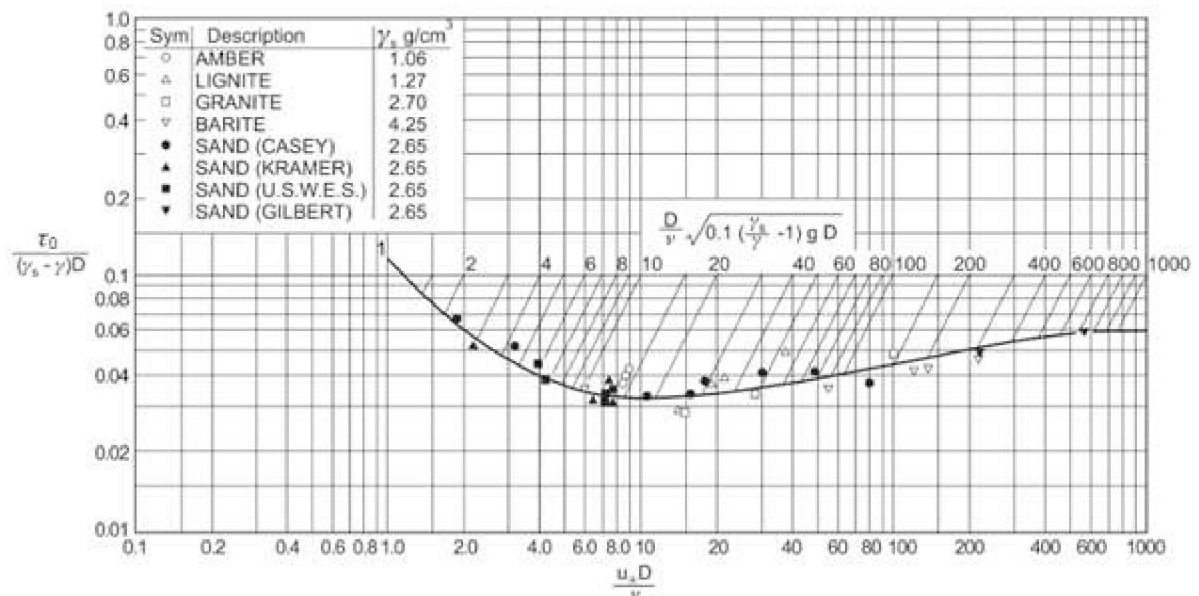


Figura 8 - Diagrama de Shields. Fonte: GARCIA (2008)

É possível observar que em ambos os eixos, a tensão tangencial está presente, seja de forma direta, ou indiretamente, pela presença de u_* . Assim, fica evidente a necessidade de avaliar as tensões tangenciais na região do leito do ressalto, para poder também interpretar o movimento de partículas de sedimento e, por consequência, o potencial erosivo do fenômeno hidráulico em estudo.

2.3.2 Método de Preston

Segundo Vennard (1961), a tensão na parede de condutos prismáticos τ_0 pode ser aproximada pelo método de cálculo de tensão em parede de tubos cilíndricos com o escoamento desenvolvido, com base na equação (7), que é modificada a partir da equação de Du Buat, onde R_h é o raio hidráulico (m^2/m), h_p é a perda de carga entre dois pontos (m/m), a uma distância L entre si (m), e γ é o peso específico do fluido (N/m^3):

$$\tau_0 = \gamma R_h \frac{h_p}{L}. \quad (7)$$

Entretanto, o escoamento em canais prismáticos difere daquele em condutos circulares, pois não é axissimétrico. Por isso, essa aproximação deve ser interpretada como um valor médio de tensão de parede. Por essa razão, esse método não evidencia possíveis variações de τ_0 ao longo do perímetro molhado.

Por causa da limitação supracitada, diversos outros métodos de mensuração de tensão tangencial em condutos prismáticos foram desenvolvidos, em vista de obter o valor local, e não apenas calcular-se o valor médio. Stanton *et al.* (1920) utilizaram tubos de Pitot de parede, com sucesso, para medir a tensão nessa região em escoamentos laminares.

Em 1954, Preston propôs uma aplicação similar, mas com geometria mais simples que aquela utilizada pelos outros autores, e em escoamentos turbulentos. Em sua proposição, o tubo pode ou não ficar completamente submerso na subcamada laminar, e sua performance depende da similaridade do perfil de velocidades na região em que se encontra a tomada do tubo com a região da subcamada laminar e a região plenamente turbulenta (VENNARD, 1961).

Preston (1954) provou em seu estudo que a tensão tangencial de parede é uma variável importante, mesmo sabendo-se que, da distribuição linear de tensões em condutos circulares e das medições de tensões realizadas em camada limite, as variações dessas tensões são consideravelmente grandes, especialmente em medições realizadas próximo às zonas de separação em escoamentos. O autor justifica essa hipótese pelo fato de que a própria existência da região da camada limite e os processos de transferência de quantidade de movimento e energia nessa região estão diretamente relacionados com a tensão de cisalhamento de parede e são determinantes para o padrão de turbulência.

Visto que a tensão tangencial é de fundamental importância nas características do escoamento, Preston (1954) buscou em seu trabalho um método simplificado de determinação da tensão tangencial que pudesse ser aplicado, quando necessário, em superfícies de veículos em movimento, imersos seja no ar ou em água, assim como também em laboratório.

Ludwig e Tillmann (1950), buscaram determinar uma correlação das tensões tangenciais na região da parede em escoamentos turbulentos. Conseguiram, com acurácia limitada, demonstrar que existe uma região próxima à parede na qual a equação (8) é válida. Esse resultado independe do gradiente de pressões e perturbações nas regiões mais afastadas da parede. Assim, os autores comprovaram que é possível descrever o perfil de velocidades na região próxima à parede como função única das tensões tangenciais:

$$\frac{u}{u_*} = f\left(\frac{yu_*}{\nu}\right). \quad (8)$$

Com base nisso, Preston (1954) indicou que adotar como verdadeira a equação (8) implica em uma similaridade dinâmica restrita, ou local, na qual apenas τ_0 , ρ , ν e um comprimento representativo são as únicas variáveis independentes. A partir dessa hipótese, e com base em ideias desenvolvidas previamente por outros autores, Preston conseguiu descrever uma relação com a forma apresentada na equação (9), na qual o lado esquerdo equivale a x^* , e o lado direito é igual a y^* , os quais são posteriormente calibrados e plotados em escala logarítmica:

$$\frac{(P-p_0)d^2}{\rho v^2} = F\left(\frac{\tau_0 d^2}{\rho v^2}\right), \quad (9)$$

onde P (N/m²) é a pressão total registrada pelo tubo de Pitot, p_0 é a pressão estática, que pode ser determinada com um piezômetro, e d é o diâmetro do tubo de Pitot (m). Ou seja, tal relação torna capaz de determinar a tensão tangencial na parede, por meio de simples medições com tubo de Pitot e piezômetro, e ajustando as correlações para determinar a função (ou funções) 'F'. A Figura 9 e a Figura 10 apresentam, respectivamente, o arranjo geral do experimento proposto por Preston, e a curva de calibração encontrada em seu estudo.

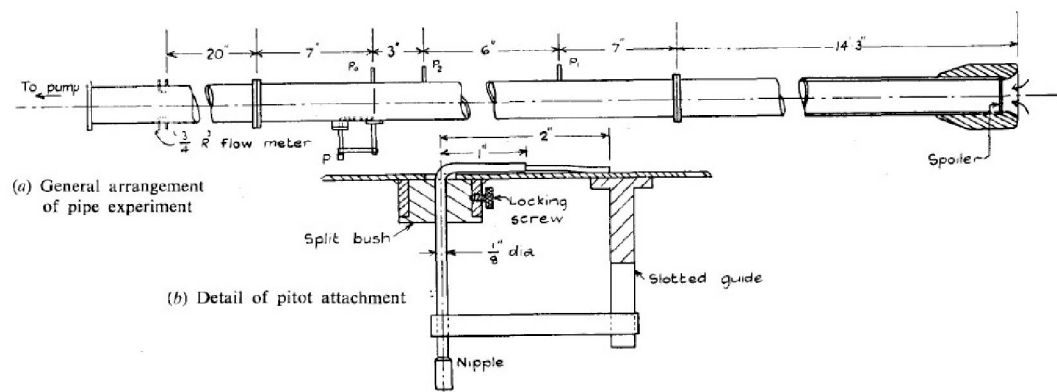


Figura 9 - (a) Arranjo geral do experimento; (b) Detalhe do Tubo de Preston. Fonte: PRESTON (1954)

Entretanto, seu trabalho foi questionado ao longo dos anos subsequentes por diversos autores. Head e Rechenberg (1962) realizaram experimentos em busca de verificar a validade ou não do método proposto por Preston. Segundo os autores, a proposta do trabalho de Preston é interessante e tornou possível simplificar a teoria de tensão tangencial em escoamentos turbulentos, e deveria ser rejeitada apenas se houvesse plena certeza de que não é válida. Nesse sentido, os autores buscaram validar, ou refutar, as curvas de calibração e também o método de obtenção das tensões tangenciais, comparando medições realizadas com um tubo de Preston (ou Pitot), e também com a forma proposta por Stanton, a qual já era aceita como correta. Em seus resultados, eles foram capazes de verificar a validade do trabalho desenvolvido previamente por Preston.

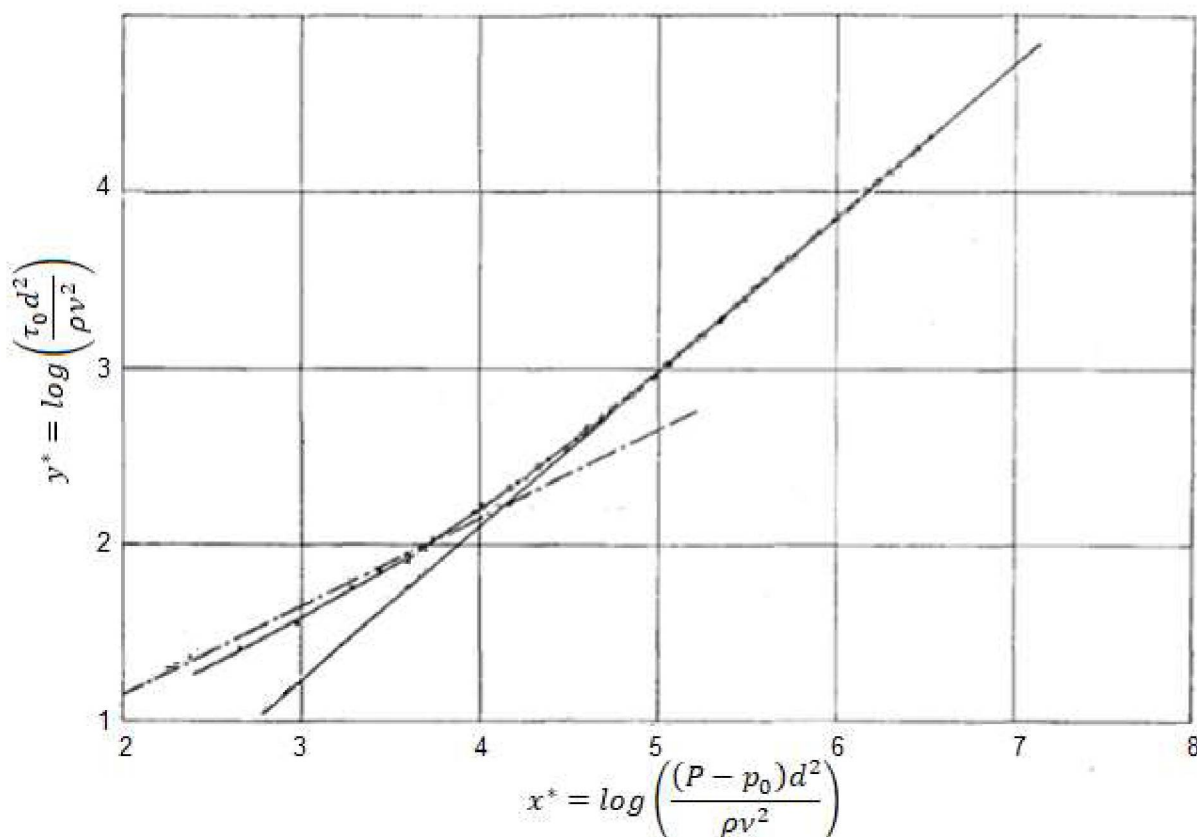


Figura 10 - Plotagem adimensional dos resultados para Tubos de Pitot na parede de tubos circulares. Fonte: adaptado - PRESTON (1954)

Patel (1965), em seu trabalho, notou que havia algumas discrepâncias na curva de calibração proposta por Preston. Tendo em vista corrigir tal erro, Patel calibrou novas equações para uso do método previamente proposto por Preston, conforme é mostrado na Figura 11, na qual estão plotados os valores de y^* em função de x^* , critérios já determinados por Preston (1954). Estas são as utilizadas no presente trabalho para a medição das tensões tangenciais no modelo matemático e em modelo físico.

Bertelrud (1976), em contrapartida, ressalta a dificuldade em usar as diferentes expressões propostas por Patel, visto que as três curvas de calibração não se encontram perfeitamente, o que leva à interpolação entre as equações para valores de x^* e y^* em que ambas seriam válidas. Devido a essas dificuldades, e também levando em conta a incerteza da influência dos locais de medição da pressão estática, o autor busca, em seu artigo, verificar os limites de aplicabilidade das condições de teste em modelo físico do método proposto por Preston.

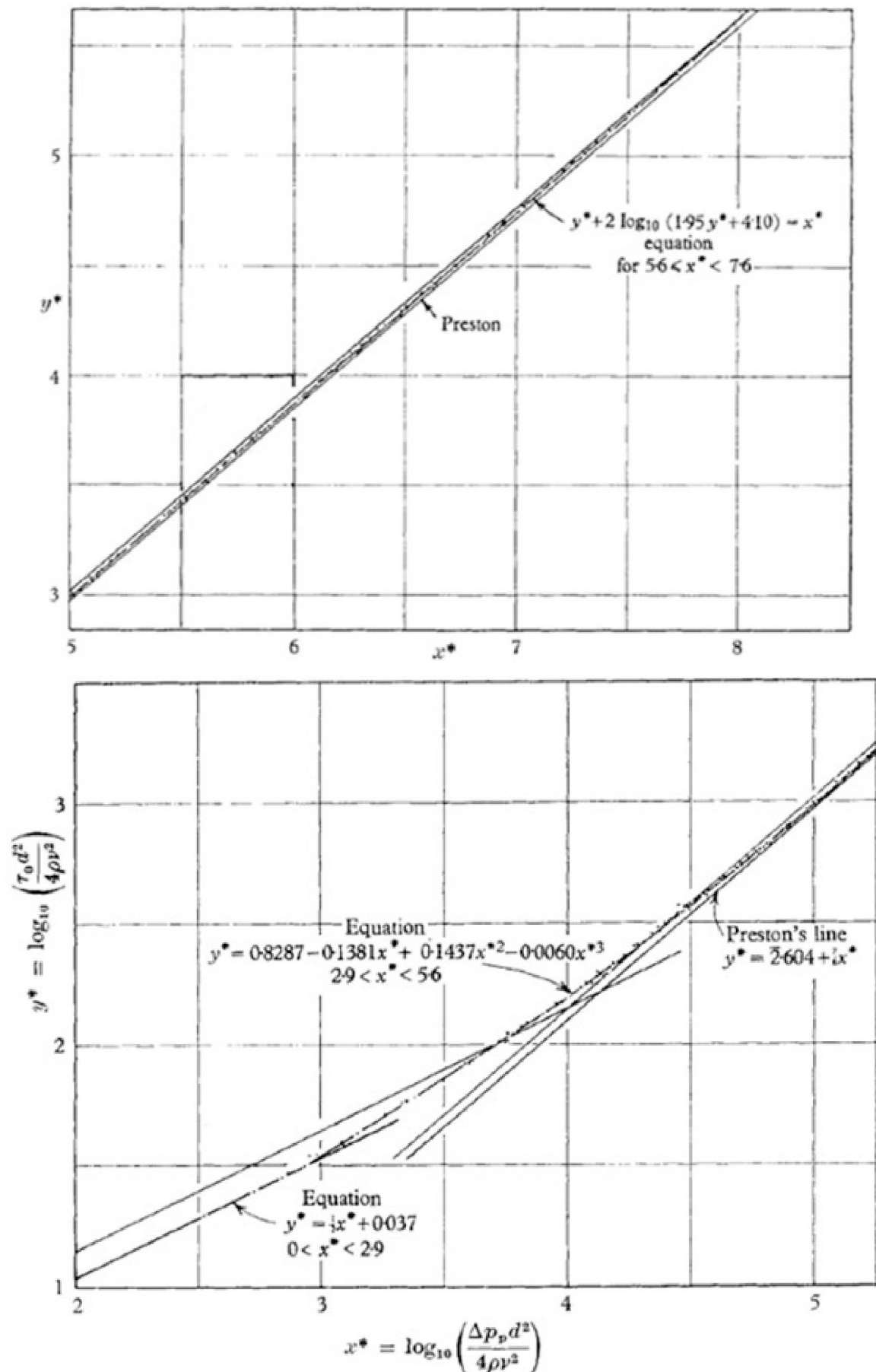


Figura 11 - Calibração dos Tubos de Preston. Fonte: adaptado - PATEL (1965)

Como resultado, Bertelrud (1976) nota que a calibração realizada por Patel está realmente de acordo, mesmo para tomadas de pressão estática o mais distantes possível dos tubos de Preston, como já era esperado. Entretanto, o autor observa que existem outras variáveis possíveis de se utilizar, em lugar de x^* e y^* , que podem resultar em maior acurácia. Todavia, as calibrações realizadas por Patel são mais consagradas e de melhor aplicação em escoamentos livres, visto que não dependem do diâmetro do tubo de Pitot para sua obtenção.

Imai e Nakagawa (1992), utilizaram o método de Preston para avaliar as variações transversais das tensões tangenciais em um ressalto hidráulico. Os autores perceberam, como resultado, que as variações dependem das três coordenadas espaciais, e que a tensão tangencial no leito decresce rapidamente com o afastamento do eixo principal do canal, no sentido do escoamento do ressalto. A Figura 12 mostra o resultado obtido pelos autores para a variação da tensão de cisalhamento no leito do ressalto hidráulico para um número de Froude de 3,70, nas distâncias de y/b iguais a 0, -0,27, -0,53 e -0,8 (ver definições na Figura 13).

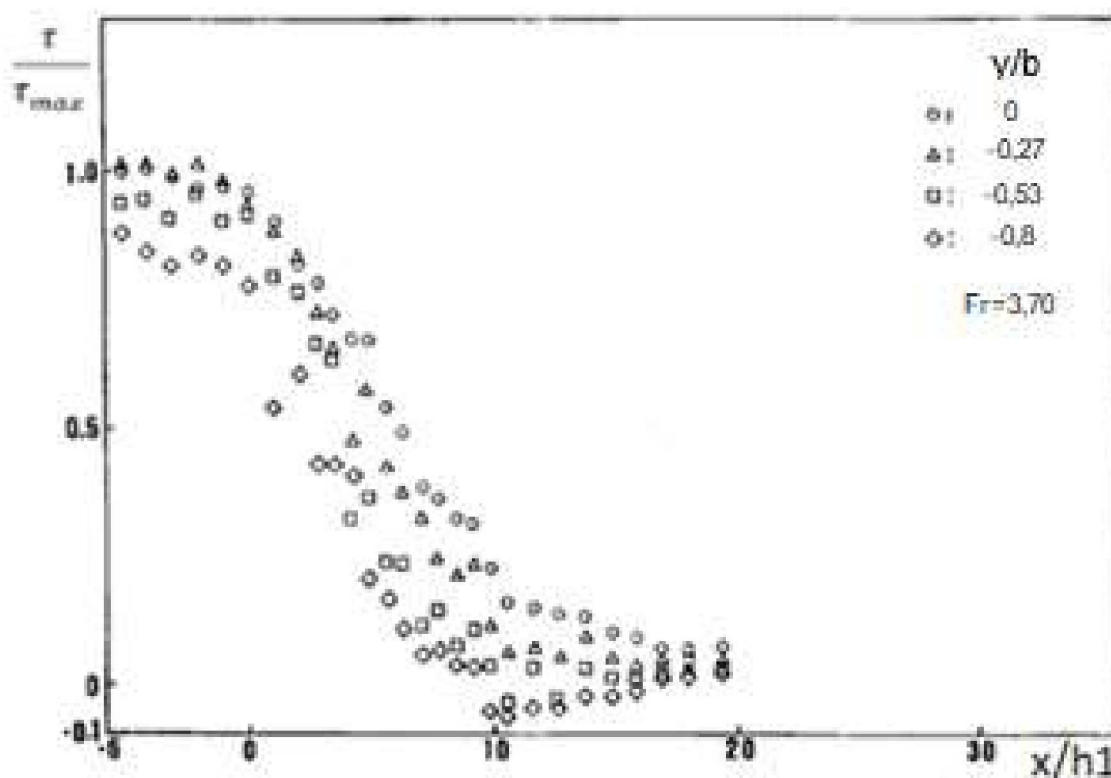


Figura 12 - Variação longitudinal da tensão tangencial no leito de ressalto hidráulico - $Fr = 3,7$. Fonte: adaptado - IMAI e NAKAGAWA (1992)

Alguns anos depois, Imai e Nakagawa (1995) estudaram ainda a variação longitudinal das tensões tangenciais no perímetro molhado, ou seja, leito e laterais, em ressaltos hidráulicos desenvolvidos em canais com declividade. Com base no método de Preston e em equação calibrada pelos próprios autores, os mesmos foram capazes de obter as tensões tangenciais em diversos pontos próximos ao leito e paredes do ressalto hidráulico. Como resultado, eles perceberam que a tensão tangencial, normalizada pelo valor máximo de tensão obtido, decai exponencialmente no sentido longitudinal do ressalto hidráulico, dependendo da variação da superfície do próprio ressalto. A Figura 13 mostra o esquema de coordenadas adotado pelos autores em ambos estudos (1992, 1995), onde h_1 é a profundidade do escoamento na fase torrencial.

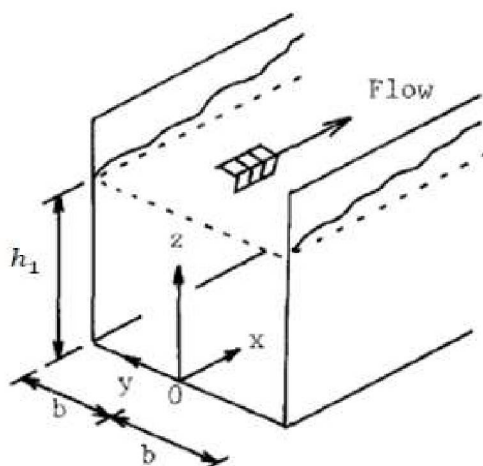


Figura 13 - Sistema de coordenadas adotado coincidente com o início do ressalto hidráulico. Fonte: adaptado - IMAI e NAKAGAWA (1995)

De acordo com o estudo realizado por Imai e Nakagawa (1995), o valor máximo de tensão tangencial no leito do ressalto hidráulico não é necessariamente coincidente com o eixo longitudinal do ressalto ($y/b = 0$). Inclusive, o ponto de tensão tangencial máxima varia bastante, como pode se perceber pela Figura 14. Isso reforça o resultado obtido em estudo anterior pelos mesmos autores (IMAI e NAKAGAWA, 1992), de que o ressalto não é um fenômeno bidimensional, mas sim tridimensional, e ao adotar a bidimensionalidade, é importante levar em conta que se está admitindo erros nos resultados.

Imai e Nakagawa (1995) concluíram que os picos de tensão tangencial se intercalam entre os lados e, ao longo do ressalto, têm a tendência de se encontrarem

mais ao centro. Isso é justificável pois, em seu estudo, foi utilizado um escoamento torrencial com número de Froude $Fr_1 = 4,01$, ou seja, um ressalto oscilante ou de transição. Outra conclusão foi de que, ao entrar em regime fluvial, as tensões tangenciais decrescem rapidamente, fato que já era esperado.

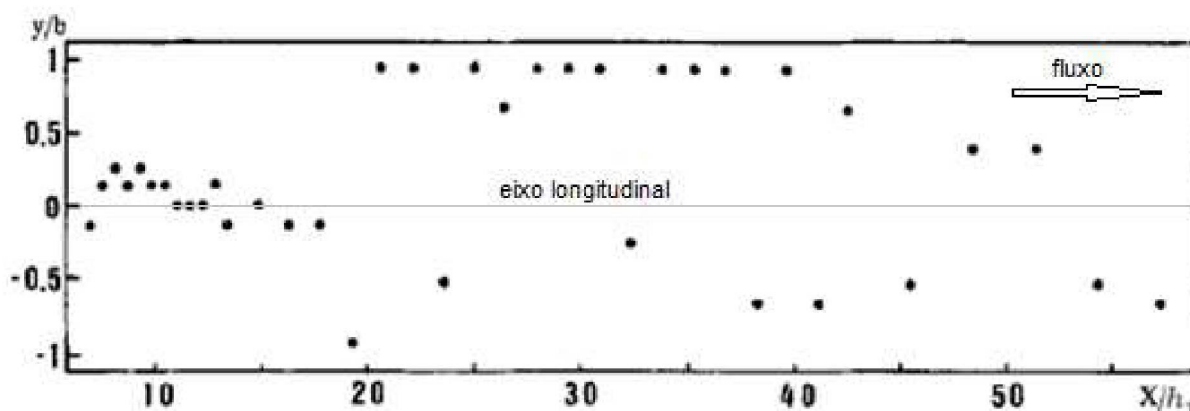


Figura 14 - Local da máxima tensão tangencial no leito do ressalto, entre $7 < x/h_1 < 59$. Fonte: adaptado - IMAI e NAKAGAWA (1995)

Apesar dos autores defenderem a variação transversal dos picos de tensão tangencial, é importante verificar que o ressalto simulado por eles é altamente variável, e pode não ser representativo para outros tipos de ressaltos hidráulicos. Ainda cabe ressaltar que, como visto anteriormente, a sensibilidade do uso do método de Preston é grande, e podem existir erros não previstos pelos autores em seus resultados.

2.4 DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL

Para solucionar problemas reais de engenharia, existem diversas abordagens possíveis. Com o advento da computação, surgiu mais uma possibilidade para a solução desses problemas, através do tratamento computacional. Essa forma é, por muitas vezes, a mais prática, e até a única de se resolver problemas sobre escoamentos (FORTUNA, 2000).

Com o intuito de estudar um fenômeno físico da hidráulica e mecânica dos fluidos, como é o caso do presente trabalho, é importante modelar a física do problema, ou seja, buscar compreender quais grandezas físicas agem em tal

fenômeno, assim como a forma como essas grandezas o afetam. De maneira geral, os modelos matemáticos adotados não são capazes de apresentar uma solução analítica se não forem feitas algumas simplificações. Por isso, a modelagem experimental e a matemática computacional são importantes para verificar a validade do modelo teórico (FORTUNA, 2000).

O efeito da não-linearidade incorporado em equações diferenciais parciais usadas nos estudos de mecânica dos fluidos, que representam os mais diversos tipos de escoamento, tais como as equações de Navier-Stokes, é significativo. A maior parte dos problemas dessa natureza podem apenas ser solucionados com o uso de métodos computacionais que envolvam a discretização do domínio e das equações, acompanhadas pela solução numérica do sistema de equações resultante. A complexidade do problema cresce se são incluídos os efeitos da turbulência, compressibilidade, escoamentos multifásicos, de superfície livre, entre outros (WELLER *et al.*, 1998). Como já é sabido, todos os efeitos citados, com exceção da compressibilidade, são de grande importância em estudo numérico de ressaltos hidráulicos, e por isso, a complexidade da solução através da dinâmica dos fluidos computacional (CFD) é elevada, e demanda um custo computacional também elevado.

Em contrapartida, o nível de água em canais abertos, caso do presente estudo, pode ser obtido por métodos já conhecidos da Mecânica dos Fluidos, considerados simples, como equação da continuidade e equação de Bernoulli. Entretanto, em casos em que é necessário uma descrição completa das características do escoamento, se torna necessária a resolução das equações de Navier-Stokes. As equações (10) e (11) são as equações de Navier-Stokes para conservação de massa e de quantidade de movimento, considerando escoamento incompressível. As barras sobre os elementos das equações indicam as variáveis vetoriais. Infelizmente, a resolução analítica completa das mesmas ainda não foi realizada, e por isso, torna-se necessário o uso de modelos numéricos que aproximam a solução para qualquer problema de Mecânica dos Fluidos (BAYON e LOPEZ, 2015):

$$\nabla \vec{u} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{f}_b, \quad (11)$$

onde:

\vec{u} - velocidade [m/s];

p - pressão [Pa];

t - tempo [s];

ρ - densidade [kg/m³];

ν - viscosidade cinemática [m²/s]; e

\vec{f}_b - forças de campo.

Com base nas equações apresentadas, e com o auxílio de programas de CFD, é possível realizar diversos tipos de simulações em mecânica dos fluidos. Entretanto, ainda deve se considerar o problema da modelagem da turbulência em ressaltos hidráulicos. Existem diversas técnicas para solucionar tal problema. Reynolds (1895) propôs a decomposição das propriedades do movimento das partículas, descrevendo-as pelas suas médias e flutuações, U e u' respectivamente, como pode se observar na Figura 15.

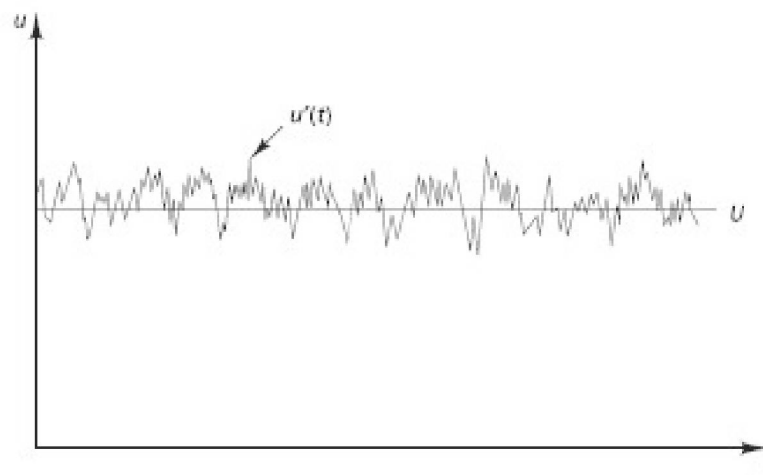


Figura 15 - Média e flutuação das velocidades de um ponto em escoamento turbulento. Fonte: VERSTEEG e MALALASEKERA (2007)

Após aplicar a decomposição das propriedades nas equações de Navier-Stokes, Reynolds (1895) extraiu a média temporal das equações, respeitando as regras necessárias de correlação das variáveis. Nesse procedimento, surgem novos elementos nas equações de conservação de quantidade de movimento, $-\rho \overline{u'_i u'_j}$,

conhecidos como Tensor de Cisalhamento de Reynolds (TCR), ou simplesmente Tensor de Reynolds, que representa a transferência da quantidade de movimento devido à turbulência. Essa técnica é conhecida por RANS, do inglês, *Reynolds Averaged Navier-Stokes*. Esses termos adicionais precisam ser modelados por algum método para o fechamento das equações (VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007).

Um dos modelos mais utilizados para o fechamento das equações é conhecido por *standard k – ε*, no qual são resolvidas duas equações diferenciais adicionais, uma para k e outra para ε . Aplicando a análise dimensional, é possível definir a viscosidade turbulenta (μ_t) como uma função de k e ε , como apresentado na equação (12) (VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007). As equações adicionais implementadas são apresentadas como (13) e (14) (BAYON e LOPEZ, 2015):

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k, \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P_k + C_{3\varepsilon} P_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon, \quad (14)$$

sendo C_μ uma constante adimensional, de valor igual a 0,09, k a energia cinética turbulenta, ε a taxa de dissipação de k , x_i e x_j as coordenadas nos eixos i e j , μ a viscosidade dinâmica, μ_t a viscosidade dinâmica turbulenta, P_k a produção de energia cinética turbulenta, P_b o efeito das flutuações, Y_M o efeito da dilatação, e S_k e S_ε os módulos da taxa média de tensão. Os demais termos ($C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$, σ_k , e σ_ε) são parâmetros pré-determinados no modelo, e valem, 1,44, 1,92, -0,33, 1,0 e 1,3 respectivamente (BAYON e LOPEZ, 2015).

De acordo com Fortuna (2000), existem diversas ferramentas de CFD disponíveis hoje no mercado, conhecidas e já consagradas, as quais apresentam soluções completas, ou seja, abordam desde a etapa de pré-processamento, como geração de malha, até o pós-processamento, com ferramentas de visualização científica. Como essas ferramentas são de elevado grau de complexidade, o custo de aquisição e de manutenção são, de modo geral, muito elevados. Entretanto, com o crescimento do uso desse tipo de ferramenta, conforme exposto por Faria (2014), começaram a surgir *softwares* livres para utilização, ou seja, gratuitos. O principal

dessa classe de ferramentas é o *OpenFOAM*, que é apresentado a seguir. É importante ressaltar, como avaliado por Fortuna (2000), que a CFD é uma ferramenta de auxílio a compreensão dos fenômenos naturais que envolvem a mecânica dos fluidos, ou seja, não se deve tomar as soluções encontradas em simulações como verdade absoluta e inquestionável; ao invés disso, elas devem servir de complemento a estudos teóricos e experimentais.

2.4.1 OpenFOAM

A sigla *OpenFOAM* vem do inglês, *Open Field Operation and Manipulation*, ou seja, é um *software* de operações e manipulações para solução de problemas nas diversas áreas da mecânica do contínuo. De acordo com o manual do usuário do *OpenFOAM*, versão v1706 (2017), o *software* é, acima de tudo, uma biblioteca da linguagem de programação C++, usada primeiramente para criar executáveis, chamados *applications* (aplicações, ou aplicativos). Estes se subdividem em duas categorias: *solvers*, em que cada um é desenvolvido para resolver um problema específico de mecânica do contínuo; e *utilities*, que são designados para realizar tarefas que envolvam a manipulação de dados. Por ser de código aberto, o próprio usuário é capaz de criar novas *applications* que sejam capazes de solucionar seu problema específico.

Com o *OpenFOAM*, é possível resolver diversos tipos de problemas, desde escoamentos complexos com reações químicas, transferência de calor, até problemas de acústica e eletromagnetismo. Especialmente neste trabalho, o foco está na simulação de ressaltos hidráulicos, um fenômeno altamente turbulento e bastante complexo. O *software* é estruturado conforme apresentado na Figura 16:

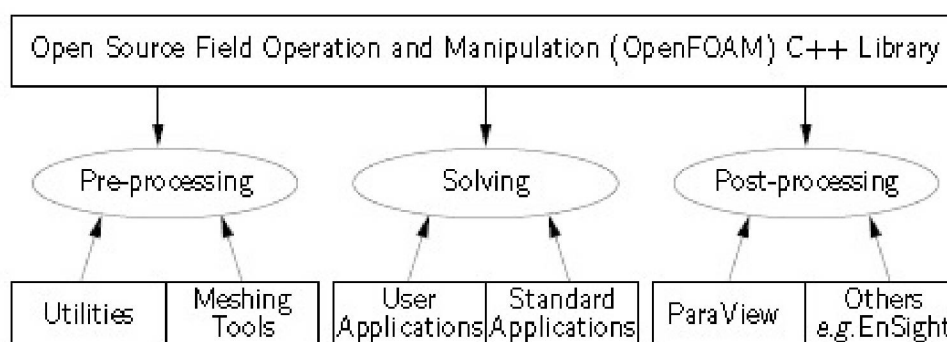


Figura 16 - Estrutura geral do *OpenFOAM*. Fonte: OpenFOAM (2017)

Conforme exposto por Bayon e Lopez (2015), o uso de um *software* de CFD livre, ou seja, gratuito, e de código aberto permite uma melhora contínua dos modelos pela comunidade que utiliza o programa e se torna uma opção interessante se comparada aos demais programas, que podem ser, por muitas vezes, de alto custo de licença para uso.

Como pode se observar na Figura 16, é possível dividir os processos de CFD em três etapas principais: pré-processamento, processamento, e pós-processamento. Na primeira etapa, as informações das propriedades físicas, assim como as do escoamento a ser simulado são inseridas. Para isso, é necessário definir a região de estudo, assim como a geometria do caso, que é definida através de malhas computacionais. Também é importante definir, nesta etapa, as propriedades do fluido, assim como as condições de contorno a serem adotadas (FARIA, 2014).

Cabe ressaltar que a etapa de criação de malha é de fundamental importância, especialmente para o estudo de ressaltos hidráulicos. Essa etapa pode ser fator determinante para uma boa solução numérica, se a mesma for suficientemente refinada em regiões em que o gradiente das variáveis é elevado; mas não exageradamente refinada como um todo, visto que o custo computacional crescerá exponencialmente, podendo até mesmo tornar sua aplicação inviável. Bayon *et al.* (2016), perceberam em seus estudos que o erro encontrado no modelo numérico de ressalto hidráulico simulado no *OpenFOAM* reduziu de maneira satisfatória para uma malha com $\Delta x = 3\text{mm}$, chegando a cerca de 6% de incertezas gerais no modelo. Por exemplo, como pode ser observado na Figura 17, que compara os erros obtidos pelos autores com aqueles obtidos por Hager e Bremen (1989), e Hager *et al.* (1990), a redução da malha de 5mm para 3mm mostrou uma melhora significativa nos resultados de L_r nas simulações no *OpenFOAM*.

Pode se observar ainda, de acordo com Bayon *et al.* (2016), que o refinamento de malha igual ou inferior a 3mm apresenta bons resultados não só numéricos, mas visualmente se aproximam mais da realidade de um ressalto hidráulico, como está evidente na Figura 18. Os autores perceberam ainda que, se comparado a outro *software* utilizado em simulações numéricas de ressaltos hidráulicos, para o comprimento de formação de rolos na superfície, L_r , o desempenho do *OpenFOAM* se mostrou superior, com resultados quase idênticos aos valores encontrados pelas formulações propostas por Hager *et al.* (1990), com 98,9% de precisão, enquanto o outro apresentou acurácia de 80,5%.

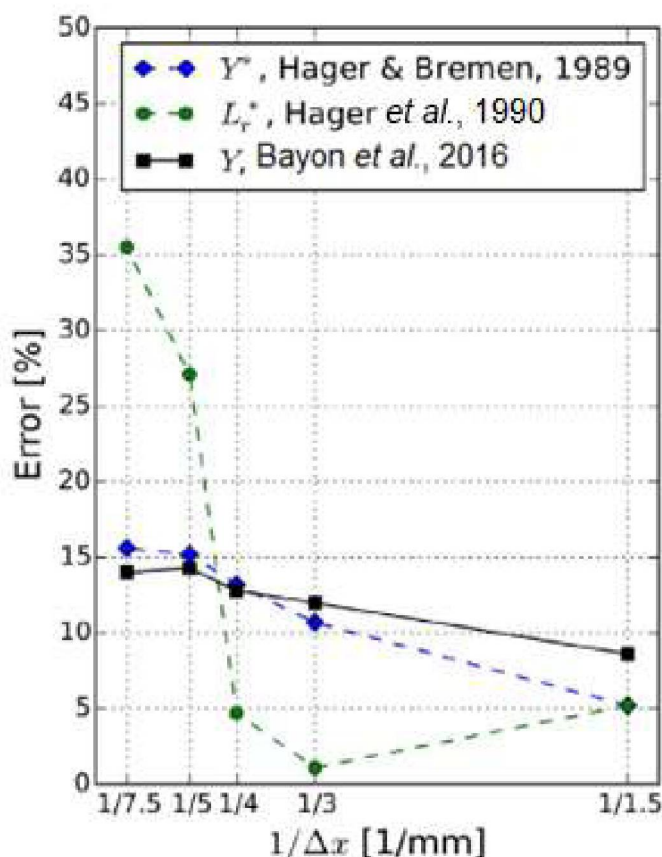


Figura 17 - Análise da sensibilidade de malha do OpenFOAM. Fonte: adaptado - BAYON *et al.* (2016)

De modo geral, Bayon *et al.* (2016) concluem que a acurácia obtida pelas simulações realizadas no *OpenFOAM* é bastante elevada, fato que justifica o uso do programa com maior confiabilidade dos resultados. Cabe lembrar que os resultados obtidos em qualquer modelo matemático computacional devem servir apenas como referência, e não como verdade absoluta, visto que uma simples mudança no tamanho da malha adotada pode inferir em resultados com diferenças significativas.

Nesse sentido, Bayon e Lopez (2015) ressaltam a existência de duas categorias de discretização de malhas possíveis: malhas estruturadas ou não-estruturadas. Para o caso de ressalto hidráulico em canal prismático, que é também o foco do presente estudo, a malha estruturada se apresenta mais vantajosa em relação a outra. Como é exposto pelos autores, de modo geral, os algoritmos utilizados nesse tipo de malha são mais rápidos, tanto para implementar, quanto para executar.

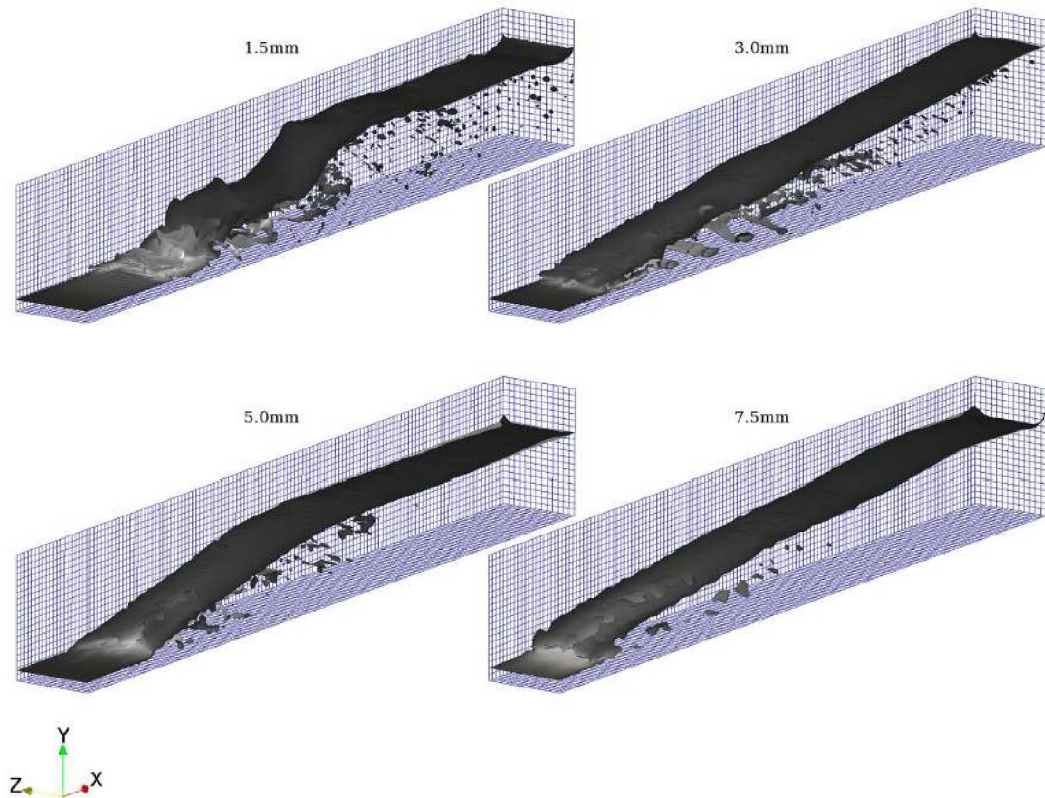


Figura 18 - Exemplo de representação instantânea de ressalto hidráulico simulado em OpenFOAM. Fonte: adaptado - BAYON *et al.* (2016)

Ainda cabe observar que, em escoamentos multifásicos, assim como é a simulação de ressaltos hidráulicos devido a interface água-ar na superfície livre, malhas ortogonais com seus eixos alinhados com essa interface tendem a apresentar menos problemas numéricos. A Figura 19 retrata um exemplo de malha bidimensional e tridimensional, elaborada no *software OpenFOAM*, para estudo de ressaltos hidráulicos.

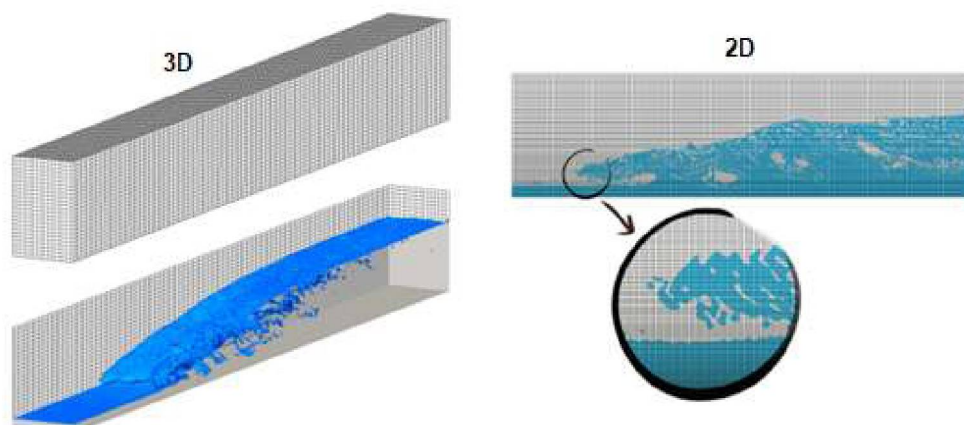


Figura 19 - Malha 3D não-refinada, e 2D refinada. Fonte: BAYON e LOPEZ (2015)

Ainda há um fator de fundamental importância: as condições de contorno adotadas, as quais influenciam diretamente nos resultados obtidos. Tais condições, e algumas vezes também as condições iniciais, ditam a solução particular a ser obtida a partir das equações governantes. Esse tópico tem especial significado em CFD, pois qualquer solução numérica das equações governantes do regime de escoamento devem ser feitas de modo a exibir uma representação numérica forte e bem relacionada às próprias condições de contorno (ANDERSON, 1995).

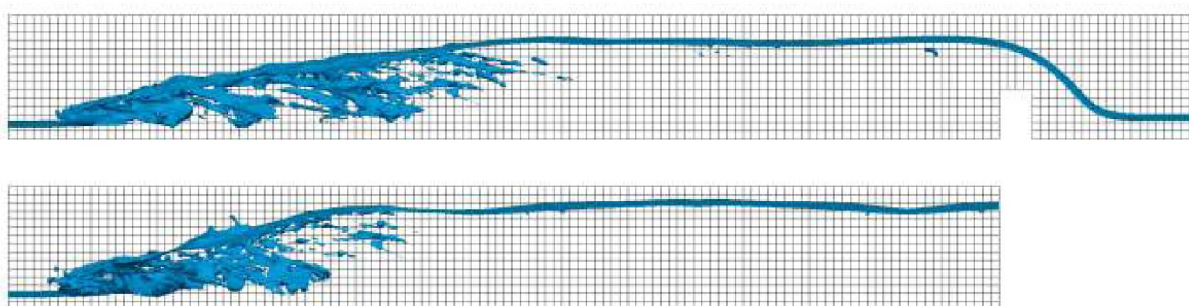


Figura 20 - Comparação instantânea de ressaltos hidráulicos com condições de contorno distintas. Fonte: BAYON e LOPEZ (2015)

As condições impostas para forçar a ocorrência do ressalto hidráulico consistem em um escoamento supercrítico na entrada, subcrítico na saída, fundo e paredes lisas e abertura livre para a atmosfera no topo. Uma das dificuldades encontradas pelos diversos autores é a condição de contorno da saída (*outlet boundary condition*). De acordo com Bayon e Lopez (2015), a imposição das características de escoamento subcrítico no *OpenFOAM* aparenta resultar em problemas de estabilidade. Para contornar essa situação, diversos outros autores, tais como Romagnoli *et al.* (2009) e Witt *et al.* (2013), estenderam o canal simulado e adicionaram algum tipo de obstáculo na saída, como uma soleira, comporta ou rampa, seguidos de uma saída convencional livre. Entretanto, Bayon e Lopez indicam que tal método pode causar discrepância nos resultados. A Figura 20 retrata a diferença entre os ressaltos hidráulicos, um tendo utilizado a solução aqui descrita, e o outro utilizando as condições de contorno indicadas na Figura 21.

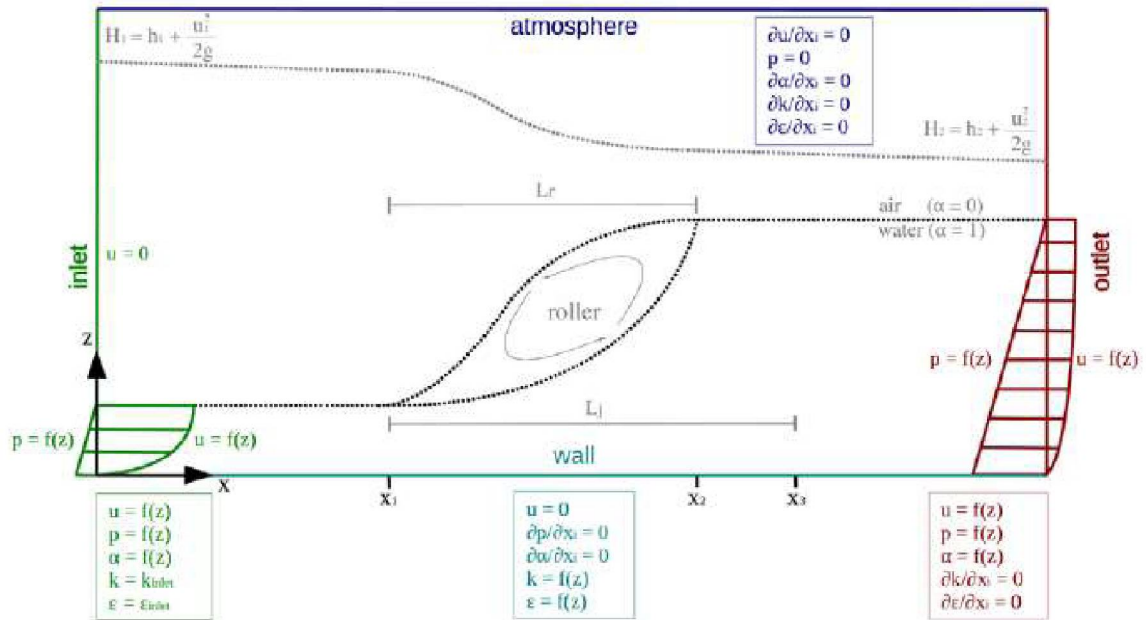


Figura 21 - Esquema geral de condições de contorno para ressalto hidráulico. Fonte: adaptado - BAYON e LOPEZ (2015)

A resolução de problemas através do *OpenFOAM* é baseada no Método dos Volumes Finitos (MVF), no qual o domínio é dividido em um conjunto finito de volumes discretizados (WELLER *et al.*, 1998). De acordo com Versteeg e Malalasekera (2007), o MVF consiste nos três passos seguintes:

- Integração das equações governantes do escoamento sobre todos os volumes de controle do domínio;
- Discretização, a qual consiste na conversão das equações integrais resultantes em um sistema de equações algébricas; e
- Solução das equações algébricas por um método iterativo.

Vários algoritmos foram desenvolvidos no intuito de encontrar resultados numéricos aproximados para as equações de Navier-Stokes nas últimas décadas. Entretanto, nenhum deles constitui uma solução perfeita, visto que sua performance varia para cada caso simulado. É importante ressaltar que a performance dos algoritmos é avaliada, de maneira geral, em termos dos requisitos computacionais necessários e de estabilidade e, ocasionalmente, todos os algoritmos acabam por convergir para soluções similares (BAYON e LOPEZ, 2015).

O algoritmo mais utilizado em simulações estacionárias, que também é normalmente a opção padrão em programas de CFD, é chamado de SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*), descrito pela primeira vez por Patankar e Spalding (1972), o qual trata de um processo iterativo de correções dos gradientes de pressão. A explicação passo a passo do método é feita com mais detalhes por Anderson (1995), aqui sugerido como leitura complementar, mas que não será apresentada neste trabalho, visto que não faz parte do escopo do mesmo.

Algumas melhorias foram feitas ao longo dos anos, sendo aquela apresentada por Issa (1985) uma das principais desenvolvidas nesse intuito, conhecida por PISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operators*) a qual se trata de um processo não-iterativo. Entretanto, certas dificuldades desse método ficam evidentes ao confrontar problemas de escoamentos multifásicos, quando a mudança de fase é brusca ou a diferença de densidade é grande (BRENNAN, 2001).

Para superar esse problema, foi desenvolvido um algoritmo que combina as melhores características dos dois métodos numéricos supracitados, conhecido por PIMPLE, uma mistura entre ambos algoritmos que habilita um acoplamento de pressão-velocidade mais robusto em equações diferenciais, combinando o laço de correção externa do SIMPLE com o interno do PISO. As equações de transporte são resolvidas de modo segregado no laço de correção externa do PIMPLE, com o relaxamento implícito de diversas variáveis (para mais detalhes, ver RODRIGUES *et al.*, 2011).

Na etapa de pós-processamento, é realizada a análise dos resultados encontrados na simulação. Para o auxílio na realização de tal análise, o *OpenFOAM* necessita de uma ferramenta secundária que possibilite a visualização dos resultados. Uma das possibilidades, como indicado no próprio manual do programa, é o uso do *ParaView®*, uma ferramenta de visualização paramétrica de dados de várias extensões, inclusive aquelas que fazem parte do *OpenFOAM*. Com ela, é possível visualizar o desenvolvimento do escoamento ao longo do tempo, assim como extrair gráficos e dados em pontos discretizados, possibilitando, por fim, avaliar a qualidade dos resultados da simulação.

Ainda há que se considerar, na fase de pós-processamento, o tempo de simulação, e os erros residuais das variáveis, visto que não existe solução exata para escoamentos complexos, tal como é o ressalto hidráulico, de modo a garantir que os resultados encontrados possam ser considerados estáveis. Nesse sentido, Bayon e

Lopez (2015) consideram as soluções obtidas em seu estudo como estáveis quando os erros residuais são inferiores a 10^{-3} e o conteúdo de todo o canal modelado se mantém estável por pelo menos 10 segundos. A consideração de qual é o erro residual aceitável e tempo de simulação necessários para garantir bons resultados é bastante divergente entre os diversos autores, devendo partir da própria experiência do pesquisador em definir os limites nos quais os resultados podem ser considerados plausíveis.

Tendo em conta todos os aspectos apresentados neste capítulo, e visto que as incertezas sobre ressaltos hidráulicos ainda são inúmeras, especialmente sobre as tensões tangenciais no leito, que são as responsáveis pela erosão e movimento de partículas de sedimento nessa região, é necessário desenvolver estudos mais aprofundados sobre essas tensões em ressaltos hidráulicos.

Por isso, o próximo capítulo trata sobre o método adotado para o desenvolvimento do presente estudo. Observando os objetivos já apresentados anteriormente, e levando em consideração todos os aspectos e limitações que devem ser considerados ao realizar simulações, são apresentados os materiais e métodos utilizados para a modelagem computacional e física.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Com base nos aspectos apresentados no capítulo anterior, neste é definido o método utilizado para definir o comprimento de ressaltos hidráulicos, baseado nas tensões tangenciais. O modelo computacional utilizado foi o *OpenFOAM*, o qual permite simular as condições de ressalto hidráulico com base no Método dos Volumes Finitos (MVF), conforme já exposto anteriormente. As simulações foram realizadas em malha bidimensional para todos os casos. Apesar do modelo estar disponível apenas para sistemas operacionais Linux®, é possível utilizá-lo em Windows 10®, graças a um aplicativo criado pelos desenvolvedores dos dois sistemas operacionais, chamado *bash*. Neste aplicativo, é possível instalar um subsistema operacional Linux® no próprio Windows10®, que permite executar aplicativos mais simples (sem interface gráfica) de um sistema operacional dentro do outro.

Foram simulados os ressaltos dentro da faixa estável, ou seja, com número de Froude variando entre 4,5 e 9,0, variando as velocidades de entrada e saída: na entrada para atingir os valores de Froude mencionados; e na saída para garantir que a posição onde ocorre o ressalto não oscilasse ao longo do tempo de simulação. Também são apresentados os materiais e métodos utilizados na simulação em modelo físico, tendo como objetivo validar os resultados obtidos pela modelagem matemática. É importante destacar que foram utilizadas dimensões de modelo nas simulações computacionais, coincidentes com as dimensões do modelo físico.

3.1 MODELO COMPUTACIONAL

De acordo com Ferziger e Perić (2002), escoamentos de superfície livre são uma classe de especial dificuldade, devido à variação da posição da região dos contornos. A posição da superfície da água é somente conhecida no tempo inicial, e portanto, sua localização nos demais tempos deve ser determinada como parte da solução, o que dificulta a resolução do problema. Sendo o ressalto hidráulico um escoamento de superfície livre, foi utilizada a *application* chamada *interFoam*, *solver* que resolve o escoamento de dois fluidos incompressíveis, isotérmicos e imiscíveis, e que utiliza o VOF (*Volume Of Fluid*) para solucionar a região da superfície livre.

De acordo com Hirt e Nichols (1981), o método VOF se baseia em uma função α , que varia entre 0 e 1, sendo 1 quando a célula está ocupada por água, e zero

quando está ocupada apenas por ar. Assim, as células que apresentam valores entre zero e um devem conter a superfície livre do escoamento.

Para definir onde a superfície do fluido está dentro da célula, a derivada dessa função é utilizada. A direção normal da superfície coincide com a direção na qual o gradiente de α é mais elevado. Sabendo-se a direção normal e o valor de α nas células onde a superfície está, torna-se possível definir uma “linha” dentro das células que se aproxima da interface água-ar. A Figura 22 apresenta esquematicamente o princípio de funcionamento da função α na definição da superfície de contato água-ar.

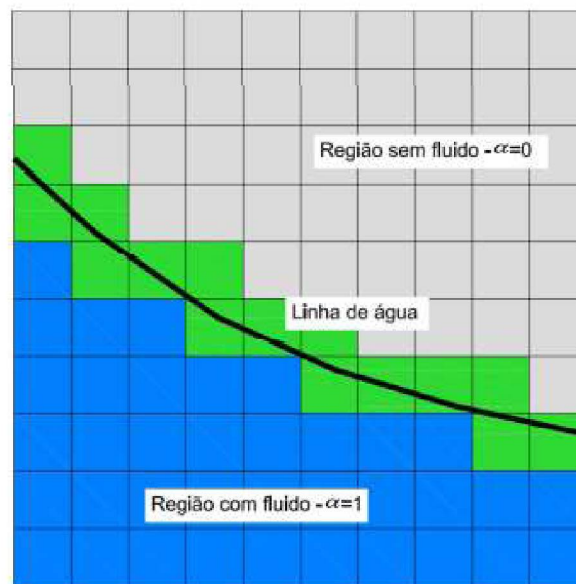


Figura 22 - Representação da função α do método VOF. Fonte: adaptado - ARAÚJO FILHO (2014)

As equações adicionais a serem resolvidas para a variável α explicitada anteriormente, são apresentadas por Liu e García (2008), na forma das equações (15) e (16), e por Nagy (2018), na forma da equação (17). A primeira e segunda equações descrevem a variação da massa específica e da viscosidade dinâmica da água e do ar em todo o domínio, respectivamente. A equação (17) descreve o transporte da variável α , que possibilita a definição da superfície livre. As variáveis ρ_l e ρ_g representam a massa específica da água e do ar, em kg/m^3 , respectivamente, assim como μ_l e μ_g representam as viscosidades dinâmicas dos dois fluidos (kg/m.s), e por fim, u e u_r descrevem a velocidade de escoamento do fluido e a velocidade de compressão com direção normal a interface do fluido, em m/s (BAYON e LOPEZ, 2015), respectivamente:

$$\rho = \alpha \rho_l + (1 - \alpha) \rho_g , \quad (15)$$

$$\mu = \alpha \mu_l + (1 - \alpha) \mu_g , \quad (16)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \bar{u}) + \nabla \cdot (\alpha(1 - \alpha) \bar{u}_r) = 0 . \quad (17)$$

De acordo com Rusche (2002), o objetivo da velocidade de compressão é criar uma superfície fina, fazendo a transição entre os fluidos a mais estreita possível. É importante considerar esse aspecto para garantir a máxima redução do transporte em células em que α é diferente de 0 ou 1, pois as células diferentes dos limites não têm significado físico, ou seja, não devem ser consideradas na resolução do problema. Esta velocidade atua de maneira perpendicular à interface, através da multiplicação da máxima magnitude de velocidade pelo vetor normal da superfície líquida. Cabe ressaltar que essa correção afeta mais fortemente as células em que $\alpha \approx 0,5$, devido ao fator $\alpha(1 - \alpha)$, e também são as células nas quais se espera que a superfície líquida esteja contida.

Foram utilizadas duas malhas estruturadas, de 5mm e de 3mm. Apesar de se saber que os melhores resultados são obtidos com a malha de 3mm, o custo computacional ao utilizar esta dimensão foi demasiadamente elevado se comparado à malha de 5mm. Enquanto a malha de 5mm resulta em um total de 72.000 células, a malha de 3mm tem um total de 200.000 células, ou seja, quase o triplo de células da anterior, o que leva a um custo computacional bastante elevado.

O tempo de simulação, por consequência, também cresce. Usando a malha de 5mm, para simular 90 segundos, o tempo de processamento foi de aproximadamente 40 horas. Em contrapartida, para a malha de 3mm, o tempo de processamento cresceu para mais de 200 horas. Além do número de equações a serem resolvidas aumentar, o passo de tempo reduz proporcionalmente a redução da malha. Isso ocorre porque o passo de tempo usado no *OpenFOAM* é variável, de forma que a simulação sempre respeite a condição de Courant, exposta na equação (18). Assim, é importante realizar as simulações para ambos tamanhos de malha com o intuito de comparar os resultados e avaliar a necessidade e impacto do uso de uma malha menor:

$$Co = |u| \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1,0 . \quad (18)$$

Como exemplo, a malha de 5mm é apresentada na Figura 23. A definição da malha e das condições de contorno foram realizadas conforme apresentado na Figura 24 e na Figura 25, no próprio *OpenFOAM*. Os vértices delimitam as extremidades da malha, enquanto os *blocks* são utilizados para definir quantas subdivisões são feitas em cada direção, ou seja, qual o refinamento da malha utilizada. Cabe lembrar que, como as simulações foram realizadas em malha bidimensional a largura é de uma célula na direção transversal (z).

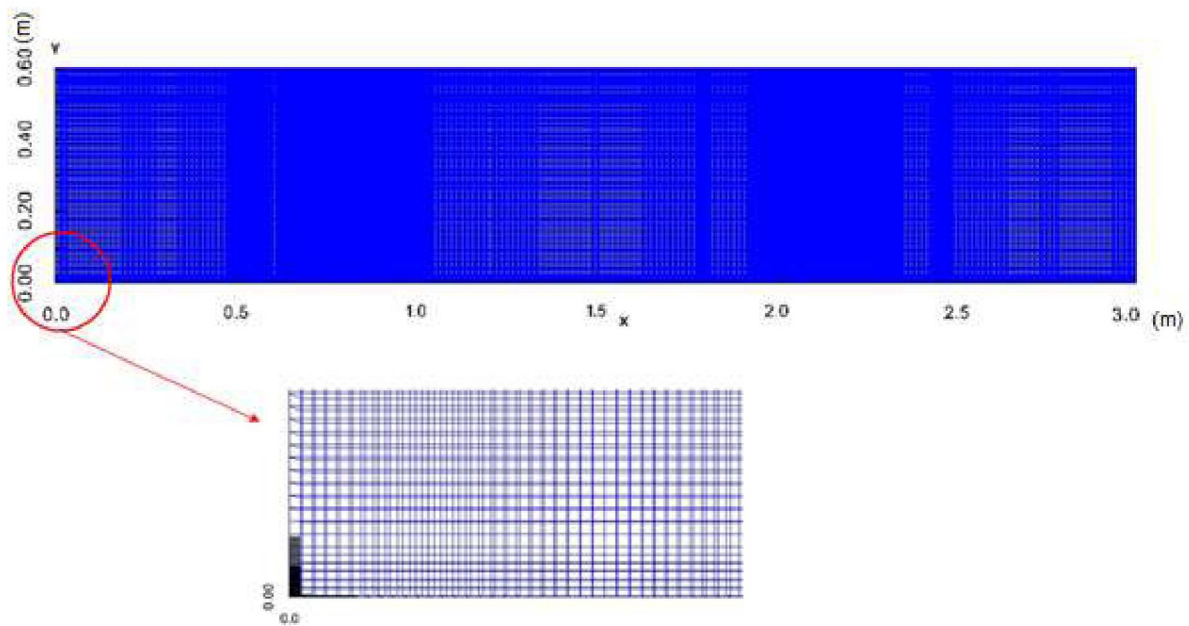


Figura 23 - Malha estruturada de 5mm completa e detalhe

As condições de contorno nos limites da malha são definidos na seção *boundary*. As condições apresentadas são similares para todas as simulações realizadas. A diferença entre elas, conforme explicado anteriormente, está na definição das velocidades de entrada e saída do escoamento, que variam para cada uma das simulações de acordo com o número de Froude desejado no início do ressalto e para controle do local onde o fenômeno ocorre, conforme exposto no exemplo na Figura 26.

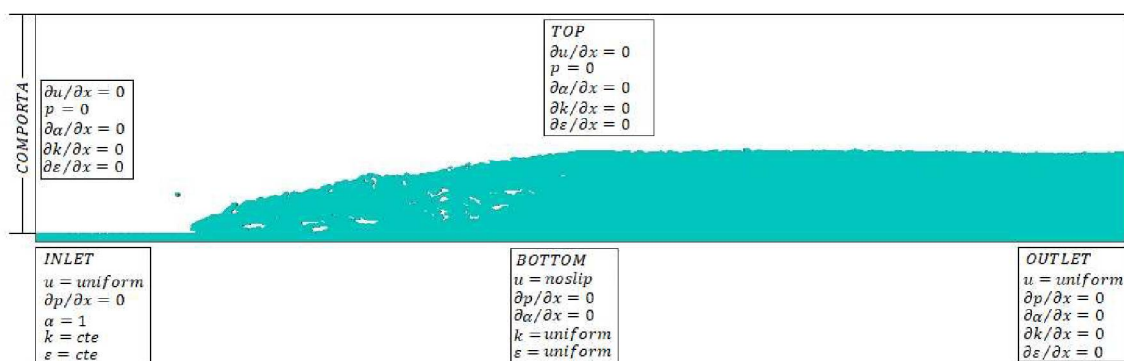


Figura 24 - Definição das condições de contorno das simulações

```

/* C++ */
FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        dictionary;
    object       blockMeshDict;
}

// *****

convertToMeters 1;

vertices
(
    (0.000 0.00 -0.005) //0
    (3.000 0.00 -0.005) //1
    (3.000 0.02 -0.005) //2
    (3.000 0.60 -0.005) //3
    (0.000 0.60 -0.005) //4
    (0.000 0.02 -0.005) //5
    (0.000 0.00 0.005) //6
    (3.000 0.00 0.005) //7
    (3.000 0.02 0.005) //8
    (3.000 0.60 0.005) //9
    (0.000 0.60 0.005) //10
    (0.000 0.02 0.005) //11
);

blocks
(
    hex (0 1 2 5 6 7 8 11) (600 6 1) simpleGrading (1 1 1)
    hex (5 2 3 4 11 8 9 10) (600 114 1) simpleGrading (1 1 1)
);

boundary
(
    inlet
    {
        type patch;
        faces
        {
            (0 6 11 5)
        };
    }
    outlet
    {
        type patch;
        faces
        {
            (1 2 6 7)
            (2 3 9 8)
        };
    }
    bottom
    {
        type wall;
        faces
        {
            (0 1 7 6)
        };
    }
    comports
    {
        type wall;
        faces
        {
            (5 11 10 4)
        };
    }
    top
    {
        type patch;
        faces
        {
            (4 10 9 3)
        };
    }
);

```

Figura 25 - Definição da malha e condições de contorno

É importante salientar ainda outro aspecto considerado na execução das simulações computacionais que pode influenciar na análise dos resultados. Como exposto por Bayon e Lopez (2015), a natureza dos ressaltos hidráulicos é altamente caótica e instável, e por isso a maioria das variáveis características apresentam comportamento quase periódico, ou seja, é possível visualizar padrões, mas o período em que ocorrem não é constante. Por isso, é importante estender o tempo de simulação para evitar algum viés nos resultados. Os autores consideraram a simulação estável quando os erros residuais eram inferiores a 10^{-3} e a forma e posição do ressalto quase não variavam por pelo menos 10 segundos.

A título do presente trabalho, o critério de estabilidade para a malha de 5mm se deu quando as características eram quase permanentes por pelo menos 20 segundos, e erros residuais próximos ou inferiores a 10^{-3} . A diferença para a malha de 3mm no critério de estabilidade foi considerar o tempo menor, de 10 segundos, como suficiente.

```

dimensions:      [0 1 -1 0 0 0]; //kg m s K mol A cd
internalField     uniform (0 0 0); //Initially the velocity is (0 0 0) m/s
boundaryField
{
    inlet
    {
        type      fixedValue;
        value      uniform (3.323 0 0); //fixed inlet velocity
    }

    outlet
    {
        type      fixedValue;
        value      uniform (0.347 0 0);
    }

    comporta
    {
        type      fixedValue;
        value      uniform (0 0 0);
    }

    top
    {
        type      zeroGradient;
    }

    bottom
    {
        type      noSlip;
    }

    defaultFaces
    {
        type      empty;
    }
}

```

Figura 26 - Definição das velocidades de entrada e saída

Para o cálculo das tensões tangenciais no leito, foi utilizado o método de Preston (1954), com as equações calibradas por Patel (1965), conforme apresentado nas equações (19), (20) e (21), já apresentadas na Figura 11:

$$y^* = \frac{1}{2}x^* + 0,037, \text{ quando } y^* < 1,5, \quad (19)$$

$$y^* = 0,8287 - 0,1381x^* + 0,1437x^{*2} - 0,006x^{*3}, \text{ quando } 1,5 < y^* < 3,5, \quad (20)$$

$$x^* = y^* + 2\log(1,95y^* + 4,1), \text{ quando } y^* > 3,5. \quad (21)$$

Nota-se na equação (21), que y^* não está explícito como nas outras equações. Por isso, é necessário que se realize um processo iterativo para o cálculo dessa expressão. Com o auxílio da ferramenta *SOLVER*, disponível no *Excel*®, é possível solucionar tal tipo de problema, através de um processo de aproximação entre x^* e x^*_{calc} , sendo o último calculado iterativamente, variando o valor de y^* .

O cálculo de x^* leva em conta o diâmetro do tubo de Pitot, e a pressão dinâmica, que depende exclusivamente da velocidade. Sendo a velocidade um dado extraído das simulações realizadas, o único valor adotado previamente foi o diâmetro do tubo de Pitot, o qual tomou-se igual a 3mm de diâmetro externo do tubo. Como não é viável inserir um tubo na simulação computacional, foram extraídos os valores de velocidade a 1,5mm do fundo, ou seja, o equivalente ao centro do tubo de Pitot de 3mm posicionado junto ao leito. A equação (22), que descreve o cálculo de x^* , é apresentada a seguir, sendo Δp_p a pressão dinâmica, d o diâmetro do tubo de Pitot, e ρ e ν a massa específica e viscosidade cinemática do fluido, respectivamente:

$$x^* = \log\left(\frac{\Delta p_p d^2}{4\rho\nu^2}\right). \quad (22)$$

Por fim, o modelo de turbulência utilizado nas simulações foi o RANS, em conjunto com o modelo de fechamento das equações explicitado no capítulo anterior, o *standard* $\kappa - \varepsilon$, conforme descrito nas equações (13) e (14). A Figura 27 apresenta como é definido tal modelo no *OpenFOAM*. Todas as equações já fazem parte do próprio programa, sendo apenas necessário selecionar qual o modelo a ser utilizado.

```
FoamFile
{
  version      2.0;
  format       ascii;
  class        dictionary;
  location     "constant";
  object       turbulenceProperties;
}
// *****

simulationType RAS;

RAS
{
  RASModel      kEpsilon;
  turbulence     on;
  printCoeffs   on;
}
```

Figura 27 - Definição do modelo de turbulência adotado

3.2 MODELO FÍSICO

Com o intuito de validar os resultados obtidos pela modelagem computacional, foram realizadas simulações também em modelo físico, adotando-se os mesmos parâmetros e condições simuladas pelo modelo numérico. Para isso, foram feitas medições em um canal didático pertencente ao laboratório do Centro de Estudos de Hidráulica e Hidrologia Prof. Parigot de Souza (CEHPAR), pertencente aos Institutos LACTEC. A Figura 28 apresenta o início do canal utilizado. É importante destacar que esse canal não é protótipo de nenhuma obra existente, apenas tem o intuito de uso acadêmico.



Figura 28 - Estrutura do início do canal utilizado

Para a obtenção das velocidades e cálculo das tensões tangenciais no leito, foram utilizados 15 pontos de tomada de pressão estática instalados previamente no fundo do canal, e conectados a um painel para a leitura visual das pressões. Também foi utilizado um tubo de Pitot junto ao leito, conforme exposto na Figura 29, para possibilitar o cálculo da velocidade no fundo do canal e, posteriormente ainda o cálculo das tensões tangenciais nessa região, de acordo com o método proposto por Preston (1954).

Esse tubo também foi conectado ao mesmo painel de leituras de pressões. Entretanto, no ponto 1, no início do canal, apesar de ser possível realizar leituras de pressões, não era possível posicionar o tubo de Pitot nessa posição e realizar as

medições de pressão dinâmica, e por isso o mesmo foi descartado das medições. A distância entre os pontos onde foram realizadas as medições são apresentadas na Tabela 1.

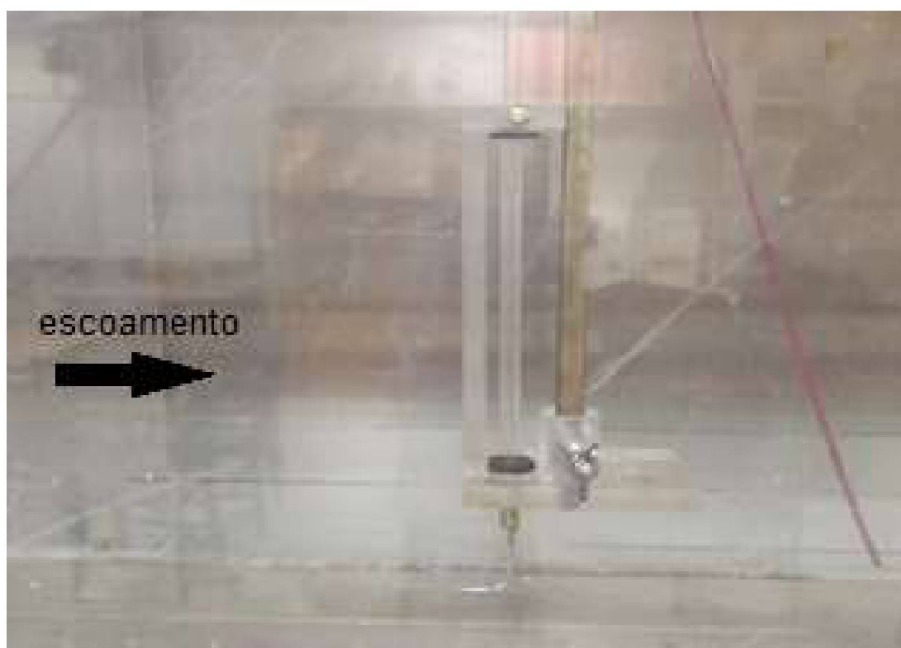


Figura 29 - Tubo de Pitot posicionado junto ao leito

Tabela 1 - Pontos de medição de pressões e velocidades

Ponto	Distância do início [m]	Ponto	Distância do início [m]
2	0,05	9	0,50
3	0,08	10	0,70
4	0,10	11	0,90
5	0,14	12	1,10
6	0,17	13	1,30
7	0,20	14	1,45
8	0,30	15	1,48

Ainda é importante destacar que as dimensões do modelo físico e do modelo computacional são as mesmas, com exceção da largura, já que as simulações foram realizadas em malha bidimensional. O canal utilizado tem comprimento de mais de 3m, largura de 0,39m e profundidade de 0,60m.

Com base nos materiais e métodos apresentados neste capítulo, foram realizadas as simulações propostas, tanto em modelo físico, quanto em modelo matemático, no qual utilizou-se dois tamanhos de malha distintos, 5mm e 3mm. Também foram calculadas as tensões tangenciais pelo método de Preston para todas as simulações. A análise dos resultados obtidos é apresentada no Capítulo 4.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 OPENFOAM - RESULTADOS COMPUTACIONAIS

Com base no método proposto no capítulo anterior, foram realizadas as simulações da modelagem numérica, com o auxílio do programa *OpenFOAM*, para as malhas de 5mm e de 3mm. São apresentados a seguir os valores adotados nas condições de contorno das simulações, sendo que apenas as velocidades mudam entre as simulações, conforme já exposto anteriormente. Também são apresentados os resultados obtidos do campo de velocidades, comprimentos de ressaltos L_j e L_r . Através do uso do método de Preston (1954) e das curvas calibradas por Patel (1965), também foram calculadas as tensões tangenciais no leito. Por fim, os resultados obtidos são comparados com aqueles obtidos pelos diversos autores, apresentados nos capítulos anteriores. Cabe ressaltar que os resultados apresentados dizem respeito às simulações de número de Froude supercrítico Fr_1 igual a 9,0. Entretanto, esses resultados também foram obtidos para as demais simulações, sendo apresentados nos apêndices I a V. Cada um deles apresenta os resultados na mesma ordem em que são apresentados neste capítulo, com uma breve descrição no início.

4.1.1 Simulações com malha de 5mm

Como o objetivo era simular escoamentos para certos valores de Froude desejados (Fr_1), a partir de uma profundidade de escoamento pré-determinada na entrada (h_1), calculou-se o módulo da velocidade média que deveria ser adotada para simular os números de Froude escolhidos anteriormente (U_1). A partir da velocidade calculada, e como é possível calcular a profundidade conjugada h_2 a partir da equação proposta por Bélanger (1828) e reescrita na forma da equação (2) por Bresse (1860). Por fim, calculou-se o módulo da velocidade média a ser adotada na saída (U_2). Todos esses valores são apresentados na Tabela 2.

Entretanto, nas primeiras simulações, percebeu-se que ao aplicar a velocidade calculada para a região subcrítica, o ressalto afogava no início do canal. Para tanto, o módulo da velocidade sofreu pequenos aumentos até que a posição do ressalto estabilizasse, de acordo com os critérios já expostos. Para todas as

simulações de malha de 5mm, notou-se que era necessário aumentar a velocidade teórica em cerca de 5%. Com essa nova velocidade na saída, o ressalto hidráulico manteve sua posição de maneira satisfatória, possibilitando a análise do desenvolvimento das tensões tangenciais no leito. Os valores adotados nas simulações (U_{2cor}) são apresentados na Tabela 3.

Tabela 2 - Condições de contorno iniciais para as simulações numéricas malha 5mm

Simulação	h_1 [m]	U_1 [m/s]	Fr_1	U_2 [m/s]
1	0,02	1,993	4,50	0,339
2	0,02	2,215	5,00	0,336
3	0,02	2,436	5,50	0,334
4	0,02	2,658	6,00	0,332
5	0,02	2,879	6,50	0,331
6	0,02	3,101	7,00	0,329
7	0,02	3,322	7,50	0,328
8	0,02	3,544	8,00	0,327
9	0,02	3,765	8,50	0,327
10	0,02	3,987	9,00	0,326

Tabela 3 - Correção da velocidade subcrítica malha 5mm

U_2 [m/s]	U_{2cor} [m/s]
0,339	0,358
0,336	0,355
0,334	0,353
0,332	0,351
0,331	0,350
0,329	0,348
0,328	0,347
0,327	0,346
0,327	0,345
0,326	0,344

A partir dos valores apresentados na Tabela 2 e das velocidades corrigidas, conforme apresentado na Tabela 3, foram realizadas as 10 simulações no *OpenFOAM* para a malha de 5mm. As simulações foram consideradas como estáveis quando não apresentavam grandes variações na sua forma e posição por um período de 20 segundos, além dos erros residuais iguais ou inferiores a 10^{-3} , que representam a convergência da solução para cada passo de tempo. Foi determinado que o programa registrasse os resultados parciais das simulações a cada 0,1 segundos, portanto obtiveram-se 201 valores de velocidades em cada ponto de extração de dados.

Para viabilizar o cálculo das tensões tangenciais, foram calculados, na seguinte ordem, o módulo da velocidade em cada um dos pontos, para cada instante

de tempo registrado, e em seguida as médias dos módulos das velocidades em cada ponto. O mesmo processo foi repetido para todas as 10 simulações realizadas. A Figura 30 representa a distribuição de velocidades ao longo de todo o escoamento para um plano longitudinal localizado na linha de centro do domínio computacional. É possível perceber que a região de formação dos rolos na superfície é delimitada por uma região em que a velocidade resultante é aproximadamente nula.

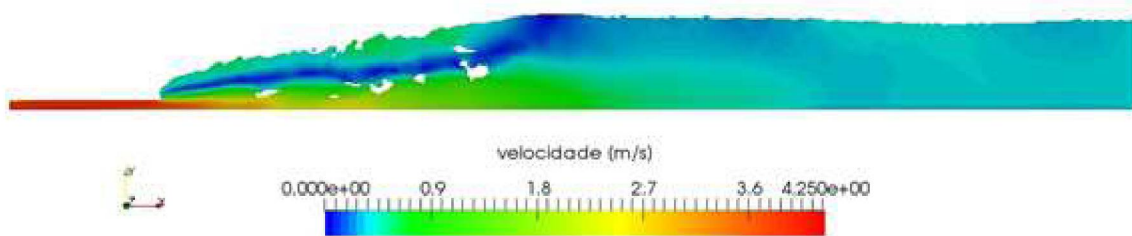


Figura 30 - Distribuição de velocidades no ressalto hidráulico - $Fr = 9,0$

Em todas as simulações, é possível perceber um pico um pouco após o início. Isso acontece devido ao efeito da comporta no início do escoamento, que “contrai” o início do escoamento, aumentando a velocidade média inicial. A Figura 31 evidencia tal fenômeno, onde y indica a direção vertical do escoamento.

Apesar de não ter sido inserida uma comporta, foi definida a condição de contorno do tipo parede na região acima da abertura da entrada do escoamento, o que acaba por gerar o mesmo efeito citado. Entretanto, o escoamento se desenvolve antes do início do ressalto hidráulico para todos os casos simulados, ou seja, o efeito de contração não gera nenhum prejuízo ou resultado duvidoso para o ressalto hidráulico, tendo o mesmo o número de Froude inicial desejado.

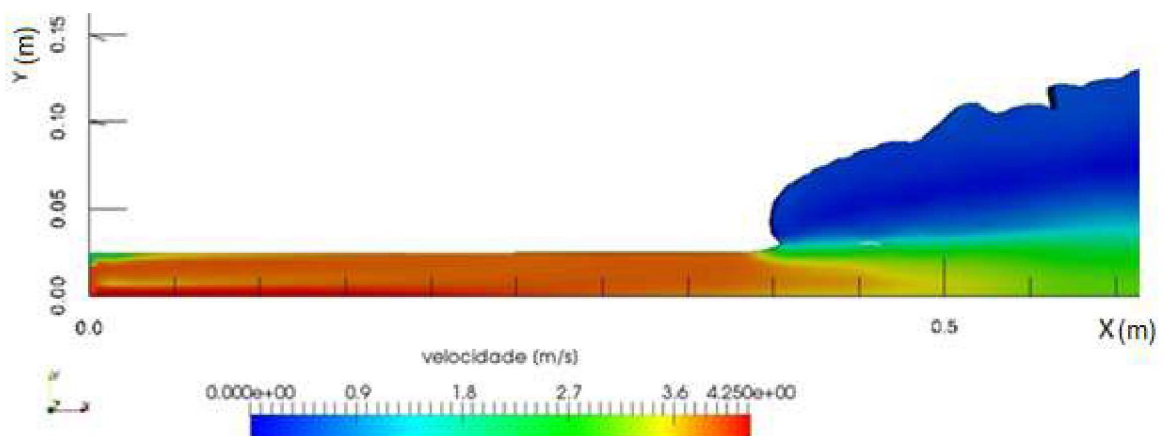


Figura 31 - Efeito de contração no início do escoamento pela comporta - $Fr = 9,0$

Isso fica comprovado ao verificar o perfil de velocidades no início do ressalto hidráulico, conforme exposto na Figura 32. Percebe-se que o perfil de velocidades já não é mais uniforme na região de $x = 0,40m$. O perfil em vermelho representa o perfil médio para todos os instantes de tempo registrados, que são os perfis apresentados em cinza. Essa posição de obtenção dos perfis de velocidades se localiza antes do início do ressalto hidráulico, que para $Fr = 9,0$ é igual a $x = 0,475m$.

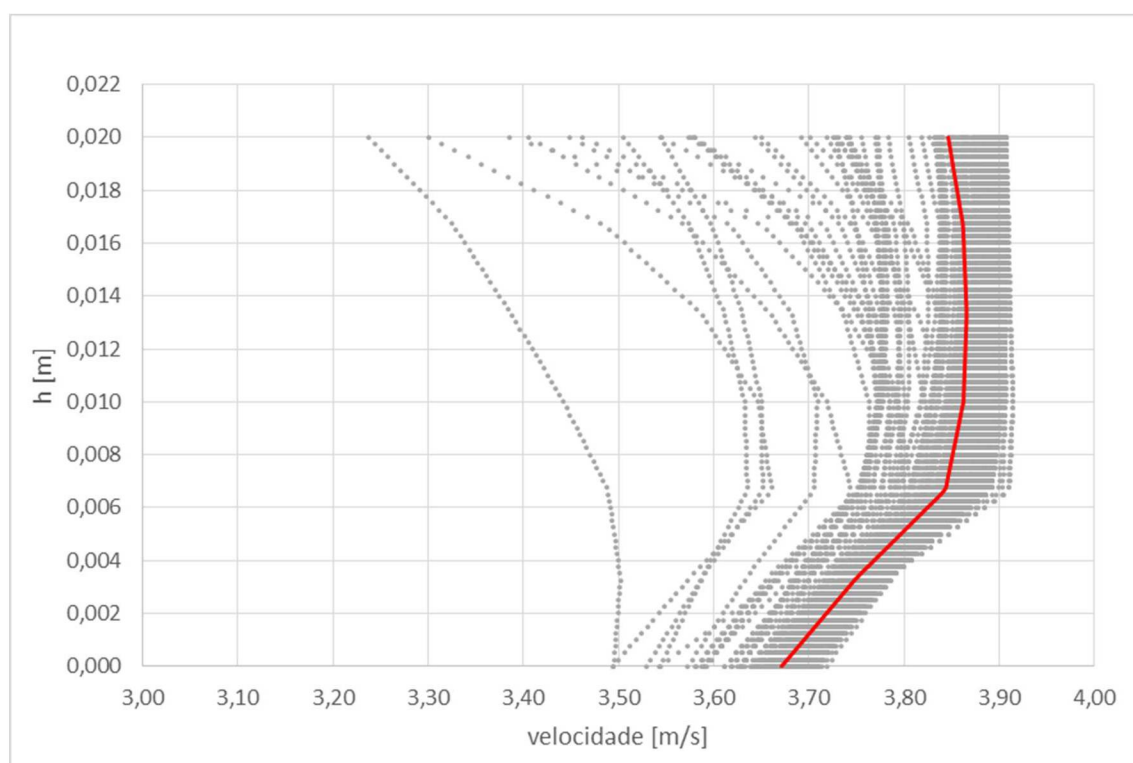


Figura 32 - Perfil de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40m$ - $Fr = 9,0$

A posição do início do ressalto hidráulico foi tomada igual à distância em que o início do ressalto permaneceu por pelo menos 70% do tempo total simulado. Os valores de α apresentados na Figura 33 foram extraídos na linha de centro do domínio, em $y = 0,475m$, medido a partir do leito. Cada ponto representa o valor de α em um instante de tempo, e a linha na cor preta representa a frequência de resultados de α com relação ao total de passos de tempo registrados. Por fim, tornou-se possível determinar a posição inicial do ressalto hidráulico com base nessa frequência de ocorrência de valores de α .

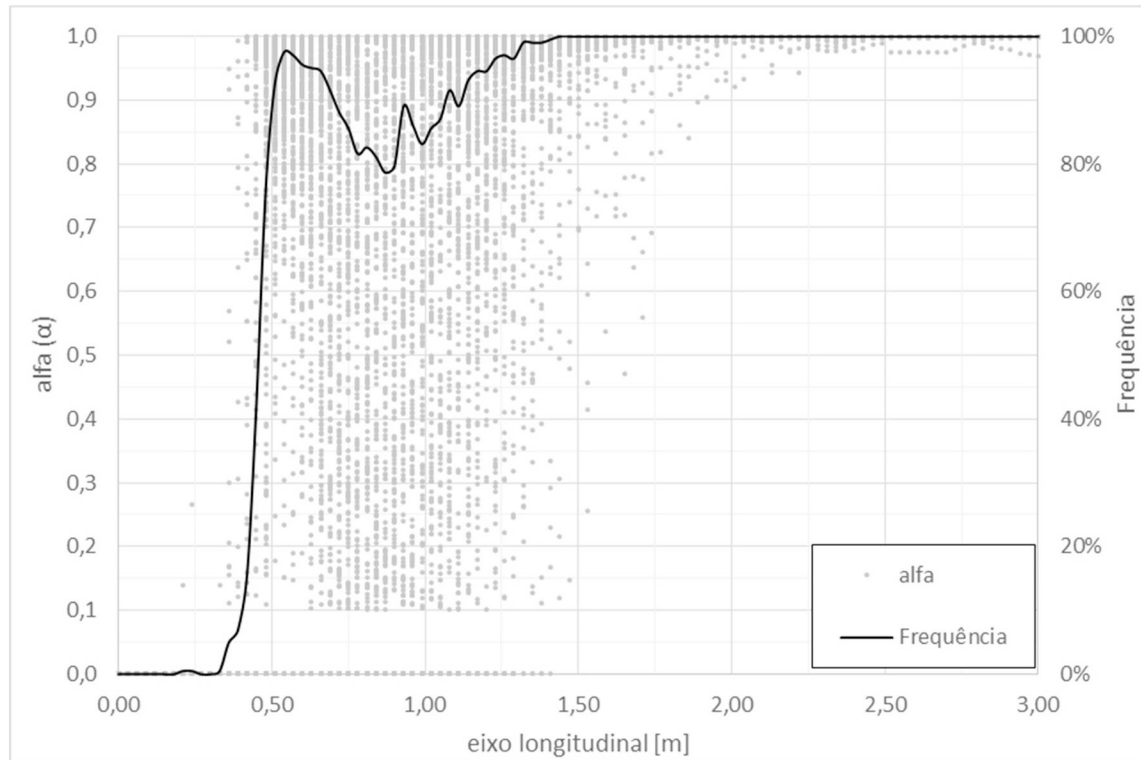


Figura 33 - Distribuição de α em $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 9,0$

Conforme é apresentado na Figura 34, como já era esperado, o local com maior oscilação das velocidades médias coincide com a região de formação do ressalto hidráulico, onde pode-se observar a formação de rolos na superfície. Apesar da velocidade ter sido tomada a 1,5mm acima do leito, era esperado que mesmo nessa região fossem percebidas variações na velocidade média.

Entretanto, é possível notar que as velocidades médias tendem a um valor médio, mesmo na região do ressalto, ou seja, adotar-se a média dos resultados para o cálculo das tensões tangenciais é uma boa aproximação da realidade do escoamento ao longo do tempo.

Nenhum resultado de módulo de velocidades foi excluído dos resultados. Como foi adotado um intervalo de tempo de simulação de 20 segundos como estável, todos os resultados encontrados nesse intervalo de tempo devem ser considerados no cálculo da velocidade média.

A linha na cor preta e contínua representa o início do ressalto, enquanto a tracejada delimita o comprimento L_j , que é aproximadamente 6 vezes a profundidade conjugada subcrítica h_2 .

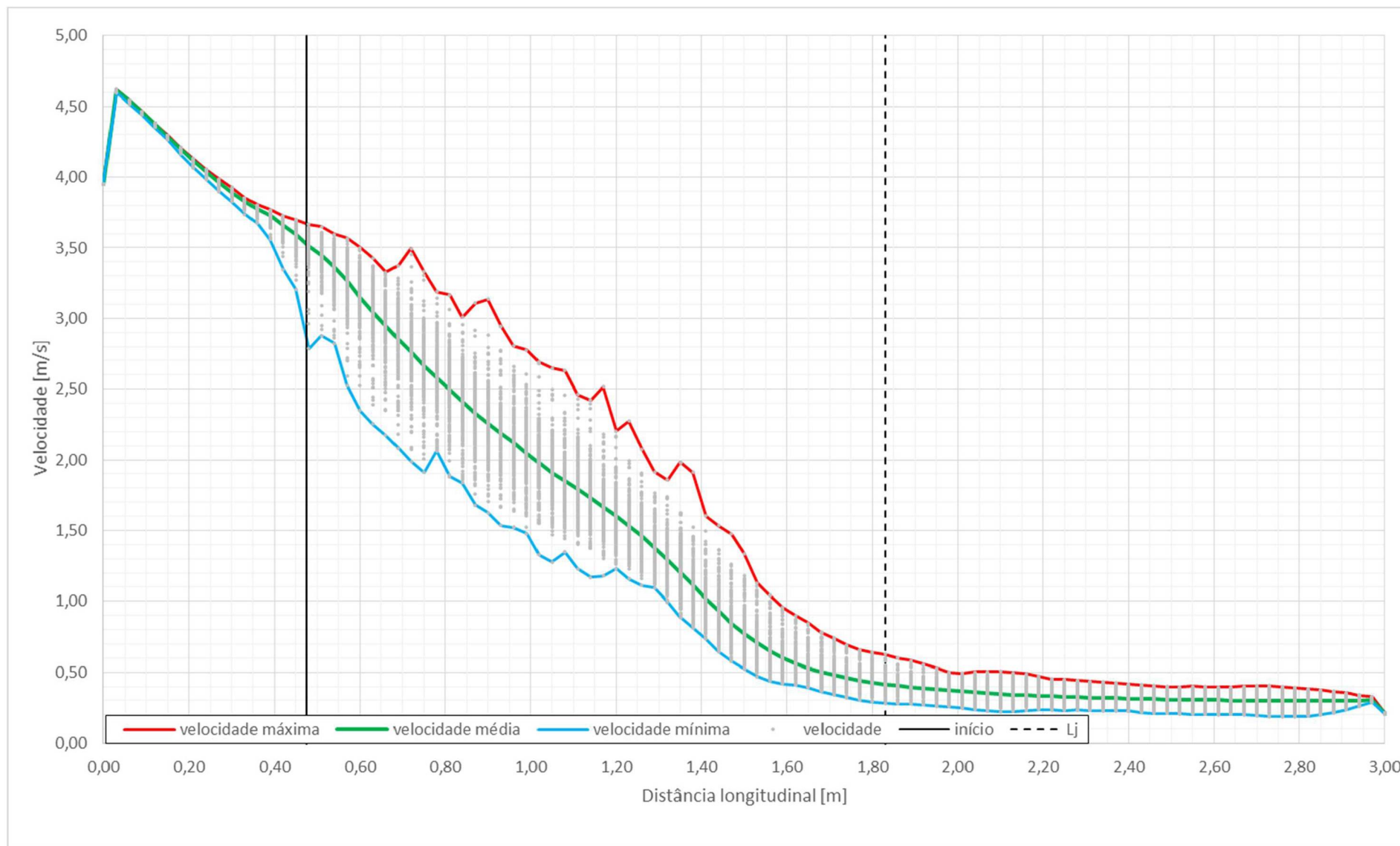


Figura 34 - Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal em $y = 1,5 \text{ mm}$ - $Fr = 9,0$

A Tabela 4 apresenta um resumo dos resultados das simulações. Foram comparados os níveis médios obtidos a partir das simulações no *OpenFOAM* (h_{2of}), com os níveis esperados pelo cálculo teórico (h_{2cor}), na mesma posição em que foram extraídos os perfis de velocidades, ou seja, em $x/L = 0,875$. A diferença percentual das simulações é igual ou inferior a 3,3% em todos os casos, ou seja, os resultados de profundidades obtidos podem ser considerados satisfatórios para a malha de 5mm.

Tabela 4 - Resultados parciais das simulações numéricas malha 5mm

Fr_1	U_{2cor} [m/s]	h_{2cor} [m]	h_{2of} [m]	DIFERENÇA
4,50	0,358	0,111	0,108	3,0%
5,00	0,355	0,125	0,123	1,4%
5,50	0,353	0,138	0,136	1,5%
6,00	0,351	0,151	0,148	2,2%
6,50	0,350	0,165	0,162	1,7%
7,00	0,348	0,178	0,174	2,3%
7,50	0,347	0,191	0,190	0,8%
8,00	0,346	0,205	0,198	3,3%
8,50	0,345	0,218	0,211	3,3%
9,00	0,344	0,232	0,226	2,4%

Notou-se que adotar apenas o nível de água do escoamento na região subcrítica como condição de contorno não era suficiente para garantir a qualidade dos resultados. Com o intuito de verificar a validade das condições do escoamento nas simulações, foram extraídos os perfis de velocidades, de maneira similar à extração das velocidades para o cálculo das tensões tangenciais. A Figura 35 representa os perfis de velocidades obtidos.

O perfil de cor verde representa o perfil médio, enquanto os demais pontos representam os perfis de velocidades observados a cada segundo de simulação, no período considerado estável. Os perfis transversais de velocidades foram extraídos em $x/L = 0,875$, sendo L o comprimento total do canal, com o propósito de ficarem suficientemente afastados do final do canal e a jusante do ressalto hidráulico. Isso mostra que o ressalto não é afetado pelas condições de contorno impostas na saída do canal, e que o próprio *OpenFOAM* é capaz de atingir um perfil logarítmico, como é esperado em um escoamento real. É possível perceber que, em praticamente todos os passos de tempo, há um pequeno desvio na região superior do perfil de velocidade médio. Isso ocorre pela redução na quantidade de pontos amostrais em níveis mais

altos de escoamento. Visto que apenas em parte do tempo, quando são percebidas oscilações naturais, que há registros de velocidades, justificando a pequena variação.

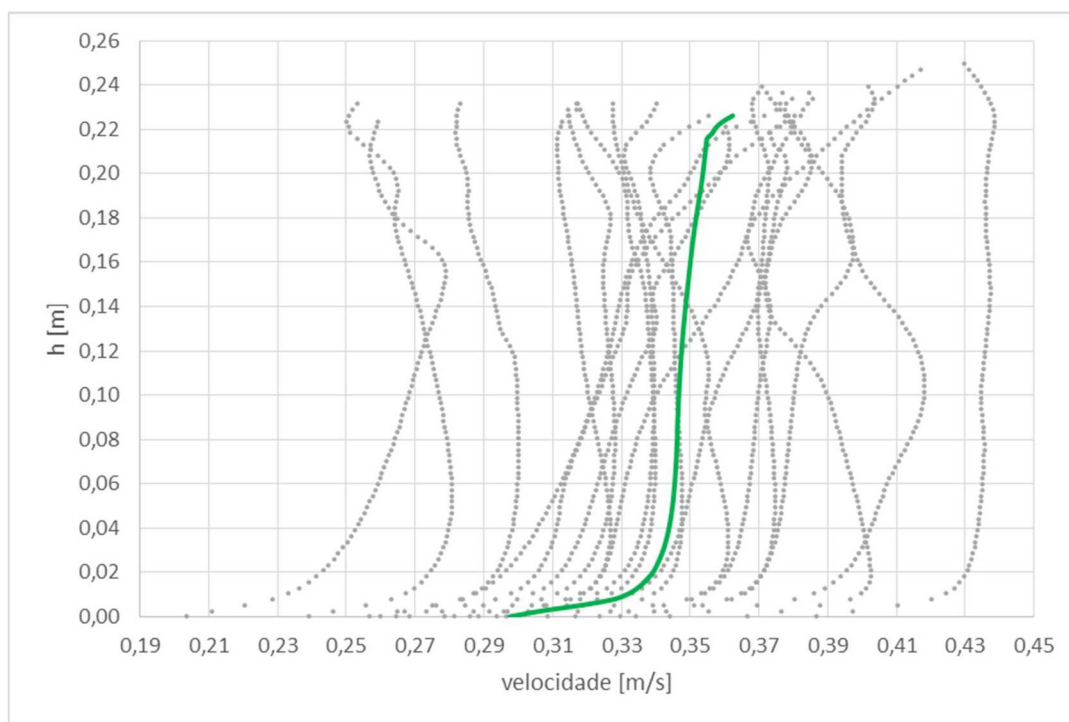


Figura 35 - Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 9,0$

Obtidos e verificados os módulos das velocidades, assim como as profundidades conjugadas, foram calculados os valores de tensão tangencial no leito, com base no método de Preston apresentado anteriormente, considerando a calibração realizada por Patel (1965). Para efetuar tal cálculo, foram utilizadas as equações (19), (20), (21) e (22).

Para verificar se esse método representa satisfatoriamente as tensões tangenciais no leito, os resultados obtidos foram comparados a um cálculo realizado a partir da associação entre a equação de Manning (23), e a equação de condição crítica de arraste (24), apresentada em Graf (1984), resultando na forma da equação (25), onde v é a velocidade local (m/s), n é o coeficiente de Manning, h é a profundidade do escoamento (m), e γ representa o peso específico do fluido (N/m³). O resultado dessa comparação é apresentado na Figura 36. É importante salientar que, apesar da equação (23) ter sido desenvolvida para velocidades médias, aqui ela é usada com velocidades pontuais, apenas para verificar a tendência das tensões obtidas no modelo computacional. Foi adotado um valor bem pequeno de coeficiente

de Manning (0,009), apenas para aproximar as curvas, pois o objetivo era comparar apenas os gradientes das duas curvas. Como pode se perceber pela Figura 36, o gradiente das tensões tangenciais calculado pelo método de Preston, principalmente na região de escoamento supercrítico, que se situa em $0,5 \leq x/h_2 \leq 2,5$, se assemelha fortemente ao gradiente teórico. A região de escoamento subcrítico, ou seja, $8,0 \leq x/h_2 \leq 13,0$, também apresenta bastante similaridade entre valores calculados pelo método de Preston e pelo cálculo com base na equação (25), o que indica uma boa representação das tensões tangenciais pelo método proposto no presente trabalho. A região na qual o ressalto hidráulico ocorre na maior parte do tempo das simulações é aquela onde os valores calculados pelo método de Preston e os valores teóricos mais se distanciam, sendo o erro máximo de aproximadamente 10%:

$$v = \frac{1}{n} h^{2/3} S^{1/2}, \quad (23)$$

$$\tau_0 = \gamma h S, \quad (24)$$

$$\tau_0 = \frac{\gamma v^2 n^2}{h^{1/3}}. \quad (25)$$

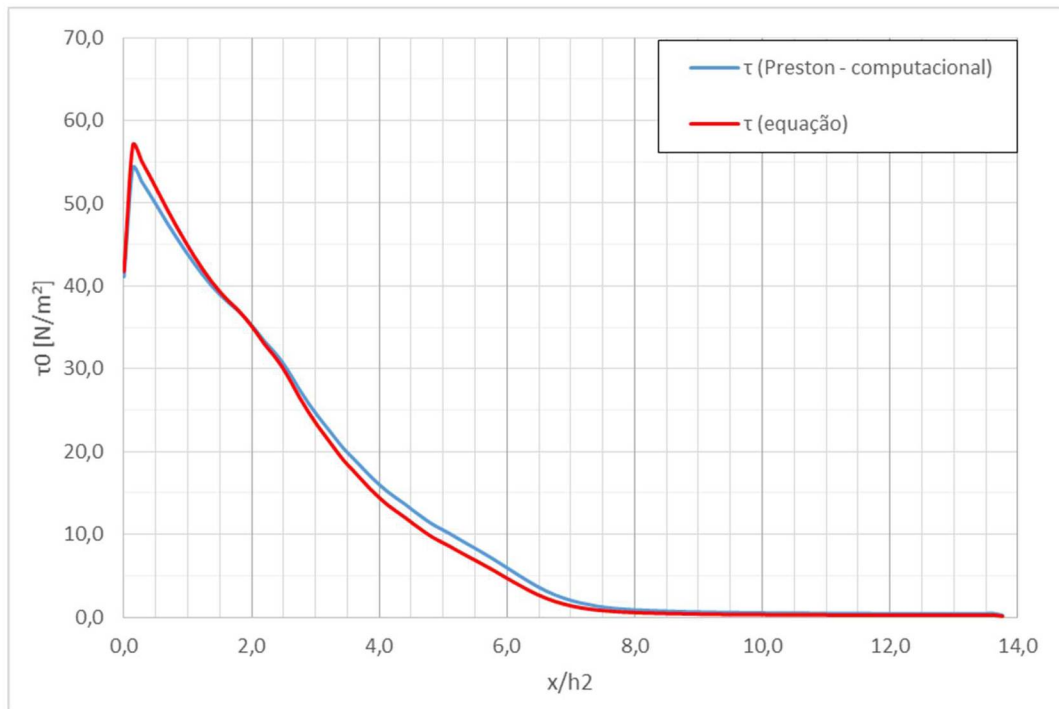


Figura 36 - Comparação entre tensões tangenciais computacionais e pela equação (25) - Fr = 9,0

Além das simplificações, por ser uma região de transição com forte turbulência, era esperado que o cálculo teórico não conseguisse representar as tensões tangenciais com total precisão. Conforme já exposto por Bayon *et al.* (2016), os erros encontrados para a malha de 5mm são dessa ordem de grandeza, ou seja, os resultados obtidos nas simulações do presente estudo estão em concordância com aqueles apresentados pelos autores.

Foram obtidos os comprimentos de ressaltos L_j e L_r por dois processos distintos. Por primeiro, esses valores foram calculados com base na Figura 7, de Peterka (1984), e nas equações (3), (4) e (5), apresentadas Hager *et al.* (1990). Em seguida, esses comprimentos foram também medidos visualmente e comparados entre si. Os resultados encontrados são apresentados na Tabela 5:

Tabela 5 - Comparação entre L_j e L_r calculados e medidos malha 5mm

Fr	$\frac{L_j}{h_1}$ calculado	$\frac{L_j}{h_1}$ visual	Diferença	$\frac{L_r}{h_1}$ calculado	$\frac{L_r}{h_1}$ visual	Diferença
4,5	32,4	33,0	1,9%	24,0	30,0	25,0%
5,0	36,9	37,5	1,6%	28,0	33,8	20,5%
5,5	40,8	41,3	1,1%	32,0	36,0	12,5%
6,0	44,4	45,0	1,4%	36,0	40,0	11,1%
6,5	48,6	50,0	2,9%	40,0	45,0	12,5%
7,0	52,2	52,5	0,6%	44,0	50,0	13,6%
7,5	57,0	57,5	0,9%	48,0	54,0	12,5%
8,0	59,4	61,5	3,5%	48,8	59,0	20,9%
8,5	63,3	65,0	2,7%	52,2	60,0	15,0%
9,0	67,8	68,8	1,4%	55,5	67,5	21,6%

Os resultados de L_j encontrados nas simulações estão bastante próximos aos valores esperados por Peterka (1984). Entretanto, cabe ressaltar que medi-los visualmente reduz a precisão dos resultados, o que não garante que a simulação seja suficientemente precisa. Isso é evidenciado pelos resultados de L_r , os quais são mais fáceis de se obter visualmente. Percebe-se que o erro, comparando ao cálculo pelas equações sugeridas por Hager *et al.* (1990), variam entre 11% a 25%, que estão em concordância com aqueles obtidos por Bayon *et al.* (2016), apresentados na Figura 17. Os comprimentos de ressaltos obtidos foram plotados sobre as curvas de tensão tangencial de fundo obtidas pelo método de Preston, e são apresentados na Figura 37. A origem do eixo das abcissas coincide com o início de cada ressalto, e nas ordenadas, $\tau/\tau_{m\acute{a}x}$ foi calculado com base na tensão máxima obtida em cada ressalto, no início do mesmo, por isso todas as curvas iniciam no valor máximo de 1,00.

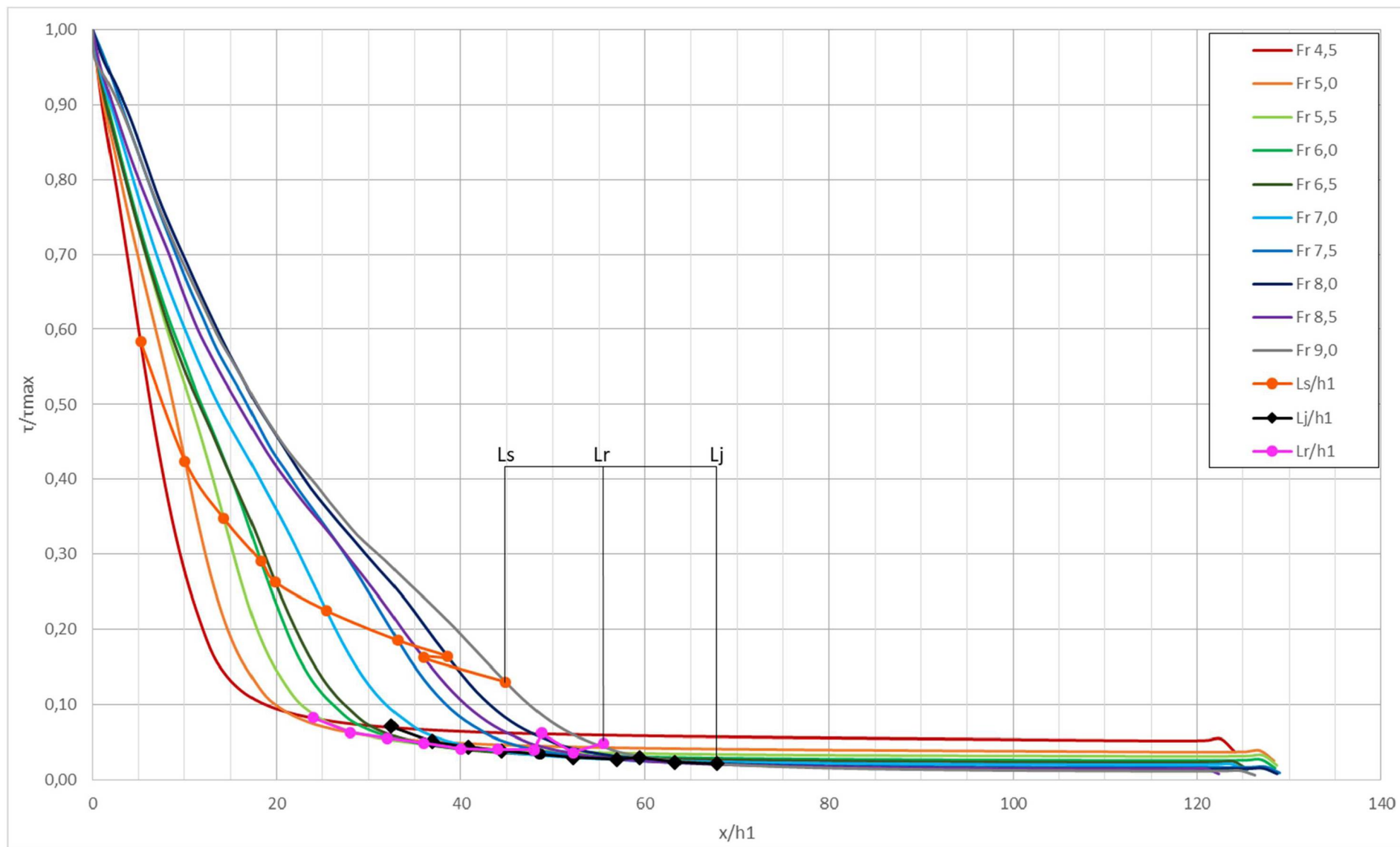


Figura 37 - Tensões tangenciais no leito e comprimentos de ressalto - $4,5 \leq Fr \leq 9,0$

Por fim, foram determinados os locais onde ocorrem tensões tangenciais críticas no leito, nomeados no presente trabalho como L_s . A curva L_s/h_1 , apresentada na cor laranja na Figura 37, foi obtida a partir da condição crítica de arraste de Shields, expressa pela equação (26), onde τ_c é a tensão crítica de arraste, γ o peso específico da água, S_s a densidade relativa do sedimento do fundo, adotado igual a 2,65 para todos os pontos, e D o diâmetro das partículas de sedimento:

$$\tau_c = 0,056\gamma(S_s - 1)D . \quad (26)$$

O diâmetro das partículas de sedimento D adotado foi de 5mm, que equivale a um diâmetro de 50cm se a escala do modelo for de 1:100. Cabe lembrar que tanto no modelo computacional quanto no modelo físico, as escalas utilizadas são pequenas, com o intuito acadêmico, e portanto não são relacionadas a nenhum projeto ou obra existente. Também é importante destacar que a constante da equação (26) só é válida para diâmetros maiores que 4mm. Como é possível perceber pela comparação destacada na Figura 37 dos comprimentos para ressaltos com número de Froude inicial igual a 9,0, os resultados encontrados indicam que o comprimento L_s é menor que L_j e L_r , o que induz a uma redução no tamanho necessário da bacia de dissipação. Entretanto, conforme observado anteriormente, apenas o resultado da malha de 5mm não é suficiente para garantir que isso seja verdade. Por isso, foram refeitas todas as simulações, reduzindo a malha de 5mm para 3mm, conforme sugerido por Bayon *et al.* (2016).

4.1.2 Simulações com malha de 3mm

Todo o processo realizado para a malha de 5mm foi repetido, reduzindo-se a malha para 3mm, tamanho que de acordo com Bayon *et al.* (2016) é o ideal para simulações de ressaltos hidráulicos. Os resultados obtidos são apresentados e comparados com os obtidos para a malha de 5mm. A Tabela 6 apresenta os valores de condições de contorno adotadas para essas simulações, sendo o valor da velocidade na saída já corrigida (U_{2cor}), para garantir a estabilidade da posição de ocorrência do ressalto hidráulico. É importante notar que os valores adotados nas simulações das malhas de 3mm são diferentes daqueles adotados na malha de 5mm,

não só a velocidade na saída, como também na entrada do canal, para atingir o número de Froude desejado no início do ressalto, o que indica que os resultados obtidos também deverão ser distintos. As velocidades na saída sofreram um acréscimo de aproximadamente 6% em todas as simulações.

Tabela 6 - Condições de contorno iniciais para as simulações numéricas malha 3mm

Simulação	h_1 [m]	U_1 [m/s]	Fr_1	U_{2cor} [m/s]
1	0,02	2,151	4,50	0,369
2	0,02	2,390	5,00	0,366
3	0,02	2,629	5,50	0,364
4	0,02	2,868	6,00	0,362
5	0,02	3,107	6,50	0,361
6	0,02	3,346	7,00	0,359
7	0,02	3,585	7,50	0,358
8	0,02	3,823	8,00	0,357
9	0,02	4,062	8,50	0,356
10	0,02	4,301	9,00	0,355

O campo de velocidades do ressalto é apresentado na Figura 38. A estrutura do ressalto é melhor representada, se comparada a malha de 5mm, principalmente o pico de velocidade no início, que é bastante reduzido na malha de 3mm.

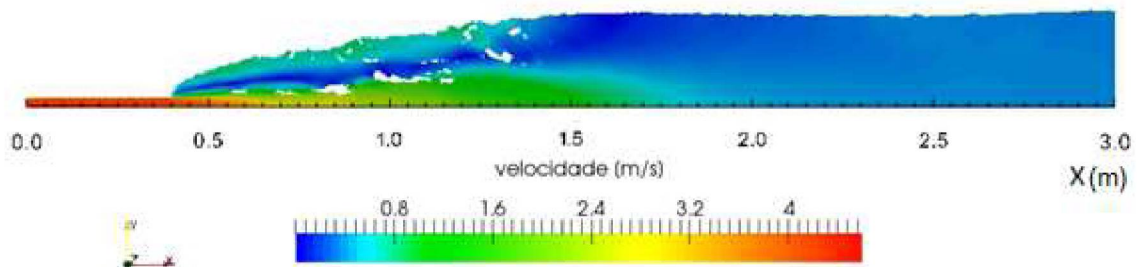


Figura 38 - Distribuição de velocidades no ressalto hidráulico - $Fr = 9,0$ - malha 3mm

A Figura 39 mostra como os perfis de velocidades no início do ressalto são menos dispersos que na outra malha. Percebe-se que o perfil logarítmico de velocidades já está desenvolvido na região de $x = 0,40m$. O perfil em vermelho representa o perfil médio para todos os passos de tempo registrados. Essa posição de obtenção dos perfis de velocidades se localiza antes do início do ressalto hidráulico, que para $Fr = 9,0$, e na malha de 3mm, é igual a $x = 0,420m$.

A posição do ressalto hidráulico também foi determinada da mesma maneira já apresentada para a malha de 5mm. O resultado dos valores de α apresentados na

Figura 40 foram extraídos na linha de centro do domínio, em $y = 0,475m$, medido a partir do leito.

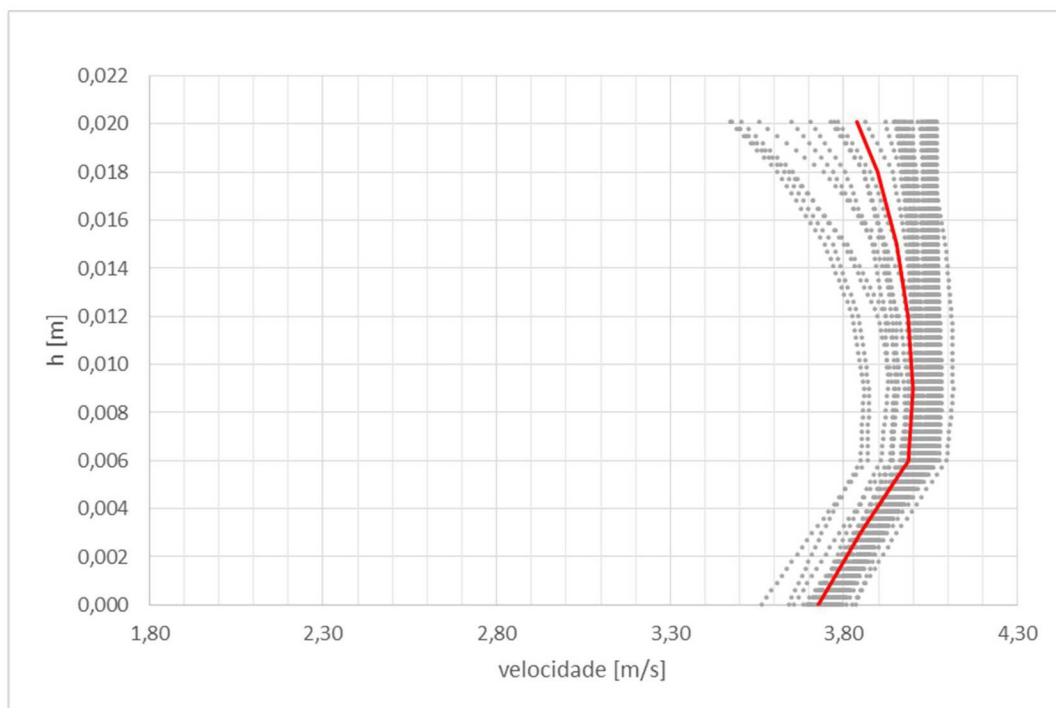


Figura 39 - Perfil de velocidades início do ressalto hidráulico. $x=0,40m$ - $Fr = 9,0$ - malha 3mm

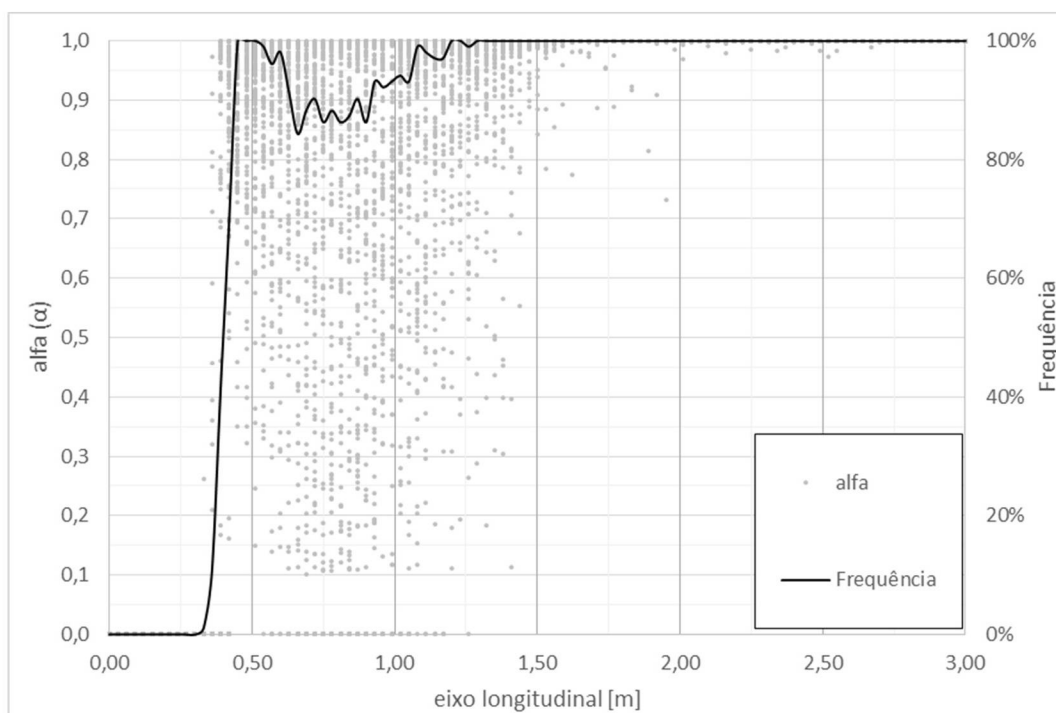


Figura 40 - Distribuição de α em $y = 0,475m$ - $Fr = 9,0$ - malha 3mm

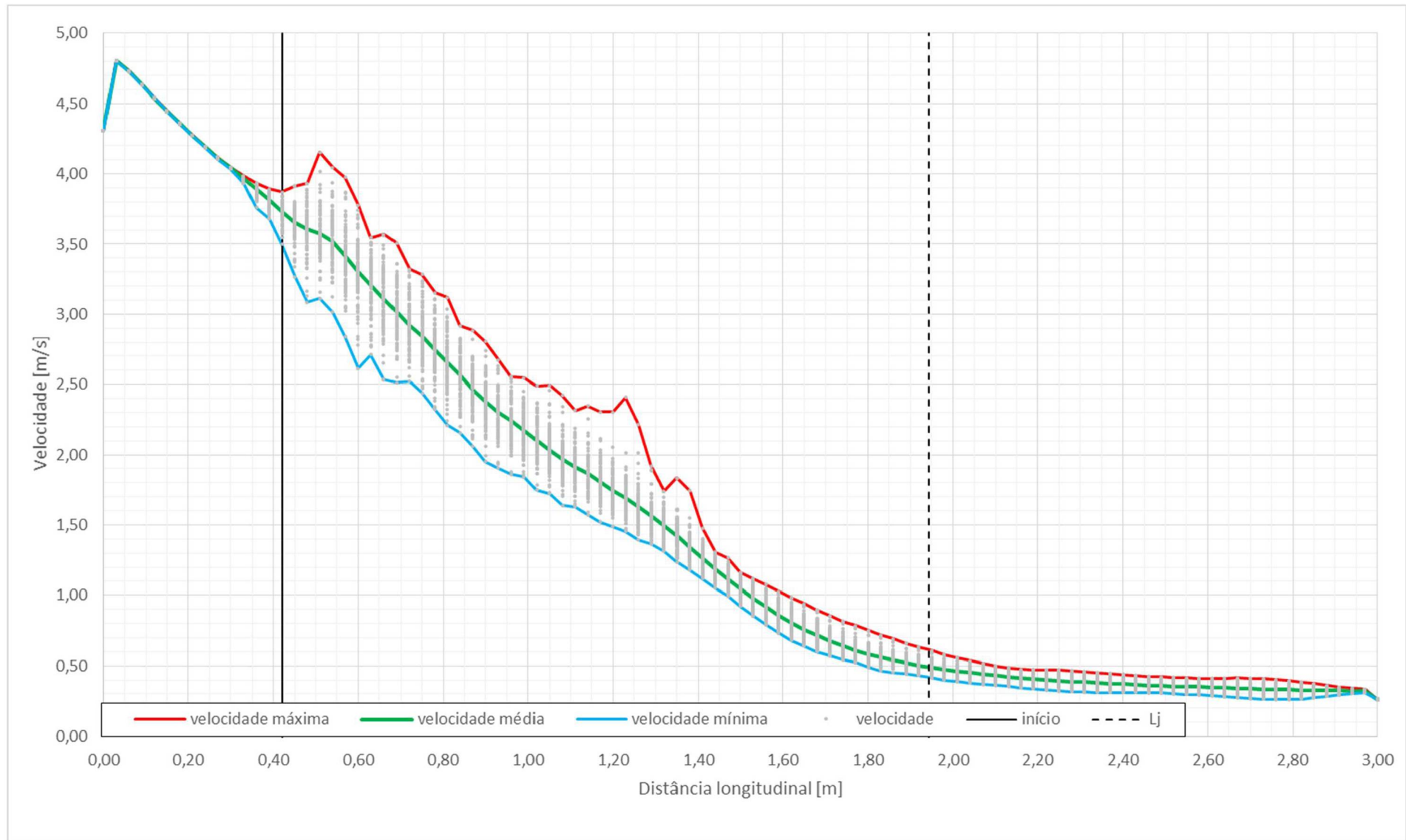


Figura 41 - Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal em $y = 1,5 \text{ mm}$ - $Fr = 9,0$ - malha 3mm

As flutuações do módulo da velocidade ao longo do ressalto hidráulico com a malha reduzida são bem inferiores àsquelas observadas na malha de 5mm. Ou seja, a simulação é mais estável na malha mais robusta, como pode se observar pelos resultados apresentados na Figura 41.

Os perfis transversais de velocidades foram extraídos em $x/L = 0,875$, sendo L o comprimento total do canal, com o propósito de ficarem suficientemente afastados do final do canal e a jusante do ressalto hidráulico, para verificar se as condições de contorno na saída influenciaram no ressalto hidráulico. Os perfis obtidos são apresentados na Figura 42, onde a curva em verde representa o perfil de velocidades médio para todo o tempo de simulação.

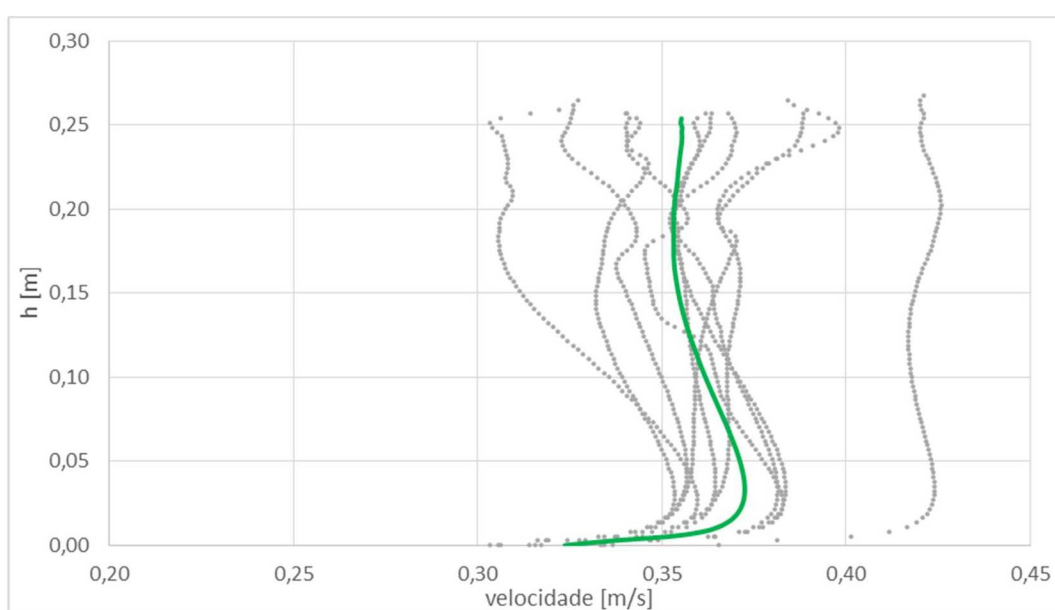


Figura 42 - Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 9,0$ - malha 3mm

A Tabela 7 apresenta um resumo dos resultados das simulações. Os níveis médios obtidos a partir das simulações no *OpenFOAM* (h_{2OF}), foram comparados com os níveis esperados pelo cálculo teórico (h_{2cor}). A diferença percentual das simulações é inferior a 2,8% para todos os valores de Froude simulados. Isso indica que os resultados das simulações com a malha reduzida estão mais próximos ao esperado que da malha de 5mm. Em alguns casos, a diferença é praticamente nula, o que indica um alto grau de representatividade dos resultados.

Utilizando novamente as equações (19), (20), (21) e (22), com base nos resultados de velocidades obtidos, foram calculados os valores de tensões

tangenciais no leito ao longo dos ressaltos hidráulicos, na linha de centro do domínio computacional. Assim como na malha de 5mm, os resultados obtidos foram calculados com base na equação (25). O resultado dessa comparação é apresentado na Figura 43. É possível perceber que as tensões obtidas pelo método de Preston para a malha de 3mm estão bem mais próximas dos valores calculados com base na equação (25) que as obtidas com a malha de 5mm.

Tabela 7 - Resultados parciais das simulações numéricas para malha de 3mm

Fr_1	U_{2cor} [m/s]	h_{2cor} [m]	h_{2OF} [m]	DIFERENÇA
4,50	0,369	0,118	0,118	0,1%
5,00	0,366	0,132	0,131	1,0%
5,50	0,364	0,146	0,147	0,8%
6,00	0,362	0,160	0,160	0,0%
6,50	0,360	0,174	0,176	1,3%
7,00	0,359	0,188	0,183	2,8%
7,50	0,358	0,202	0,207	2,2%
8,00	0,357	0,216	0,218	0,6%
8,50	0,356	0,231	0,236	2,3%
9,00	0,355	0,245	0,251	2,6%

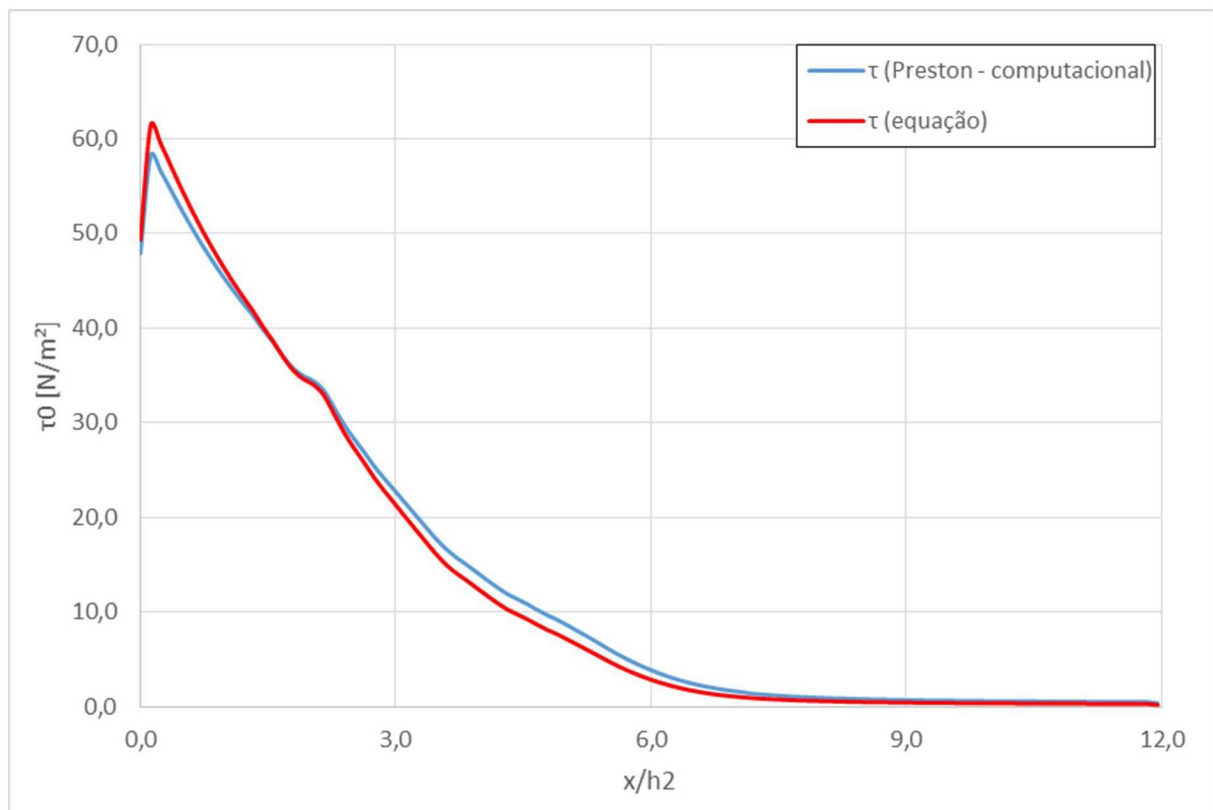


Figura 43 - Comparação entre tensões tangenciais computacionais e pela equação (25) - $Fr = 9,0$ - malha 3mm

Conforme já utilizado nas simulações anteriores, foi adotado um valor bem pequeno de coeficiente de Manning (0,009), apenas para aproximar as curvas, pois o objetivo era comparar os gradientes das duas curvas. Como pode se perceber pela Figura 43, o gradiente das tensões tangenciais calculado pelo método de Preston é bastante similar ao gradiente da curva teórica, o que indica uma boa representação das tensões tangenciais pelo método proposto no presente trabalho.

A região na qual o ressalto hidráulico ocorre na maior parte do tempo das simulações, é aquela onde os valores calculados pelo método de Preston e os valores teóricos mais se distanciam, sendo o erro máximo próximo a 7%. Esse resultado também é melhor na malha de 3mm, se comparado à malha anterior.

Foram ainda obtidos os comprimentos de ressaltos L_j e L_r por dois processos distintos, tanto através de cálculos como também por medições visuais. Os resultados encontrados são apresentados na Tabela 8:

Tabela 8 - Comparação entre L_j e L_r calculados e medidos para malha de 3mm

Fr	$\frac{L_j}{h_1}$ calculado	$\frac{L_j}{h_1}$ medido	Diferença	$\frac{L_r}{h_1}$ calculado	$\frac{L_r}{h_1}$ medido	Diferença
4,5	35,28	34,75	1,5%	24,00	25,00	4,2%
5,0	39,15	39,65	1,3%	28,00	29,25	4,5%
5,5	44,10	45,00	2,0%	32,00	34,10	6,6%
6,0	48,00	48,10	0,2%	36,00	38,10	5,8%
6,5	52,92	54,40	2,8%	40,00	41,40	3,5%
7,0	54,00	55,35	2,5%	44,00	47,40	7,7%
7,5	62,04	62,75	1,1%	48,00	49,60	3,3%
8,0	65,34	66,20	1,3%	48,80	52,20	7,0%
8,5	72,75	73,60	1,2%	52,20	56,00	7,3%
9,0	76,14	77,50	1,8%	55,50	59,00	6,3%

Como é possível perceber, os resultados de L_j encontrados nas simulações estão mais próximos aos valores esperados por Peterka (1984), que aqueles obtidos na malha de 5mm. Para os resultados de L_r , percebe-se que a diferença entre os resultados tomados visualmente e o cálculo pelas equações sugeridas por Hager *et al.* (1990), são inferiores a 8%, e por isso estão em concordância com aqueles obtidos por Bayon *et al.* (2016), apresentados na Figura 17. Os comprimentos de ressaltos obtidos foram plotados sobre as curvas de tensão tangencial de fundo obtidas pelo método de Preston, e são apresentados na Figura 44.

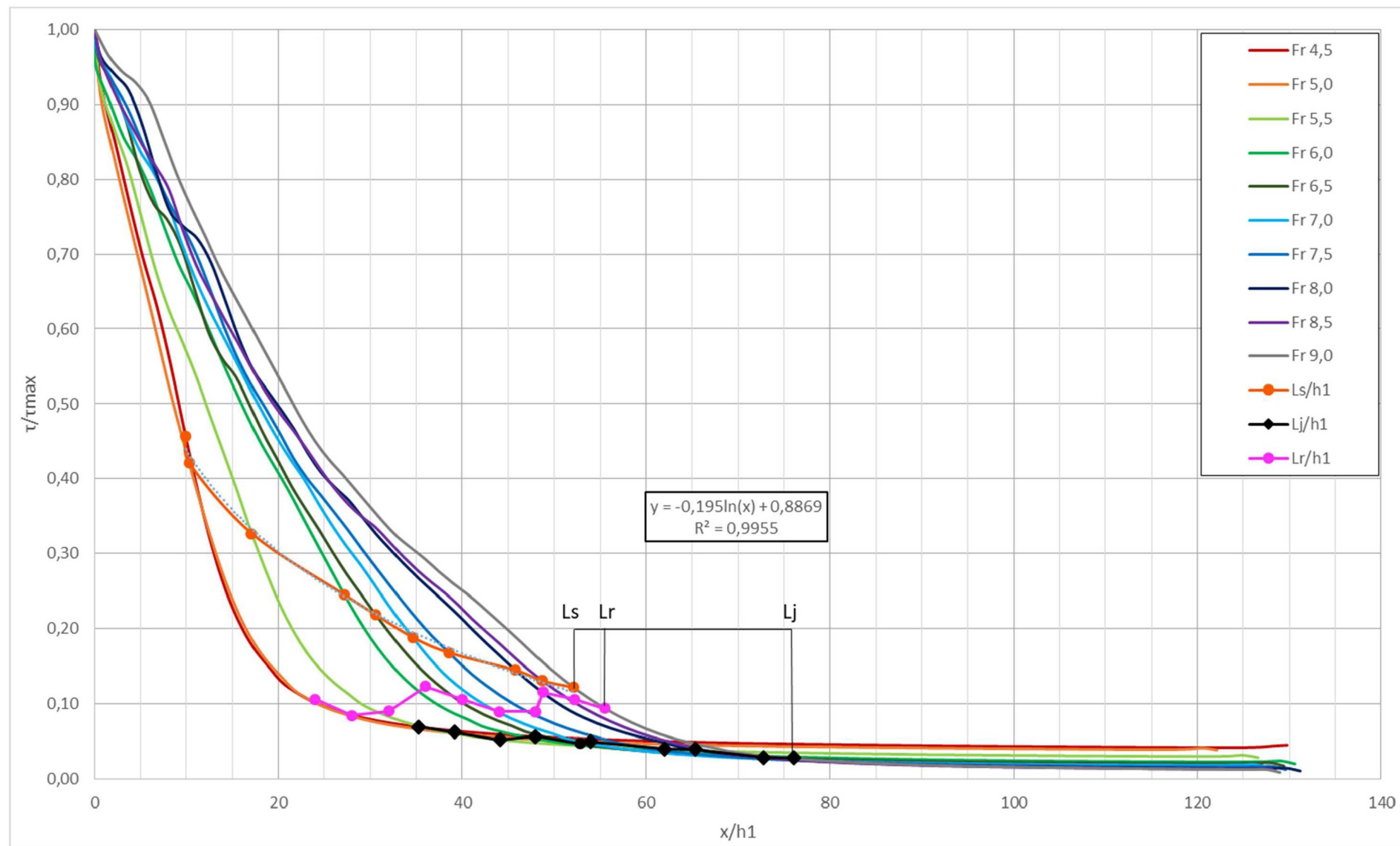


Figura 44 - Tensões tangenciais no leito e comprimentos de ressalto - $4,5 \leq Fr \leq 9,0$ - malha 3mm

Também conforme já realizado na malha anterior, o diâmetro das partículas de sedimento D adotado foi de 5mm, que equivale a um diâmetro de 50cm se a escala do modelo for de 1:100. É importante salientar que a escala se aplica diretamente a características geométricas, como é o caso do diâmetro das partículas. Para outras características, é importante que se realize a análise dimensional mais adequada. No caso de estudos hidráulicos, é comum adotar o número de Froude igual entre modelo e protótipo como critério de semelhança.

Por fim, foram calculados os comprimentos de ressaltos baseados nas tensões tangenciais no leito L_s . A curva L_s/h_1 , apresentada na cor laranja na Figura 44, foi obtida a partir da condição crítica de arraste de Shields, expressa pela equação (26), da mesma maneira já realizada para os resultados da malha de 5mm.

Ao inverter a equação logarítmica ajustada para a curva L_s/h_1 , apresentada na Figura 44, obteve-se uma equação na forma $L_s/h_1 = f(\tau_c/\tau_{m\acute{a}x})$. A tensão crítica τ_c foi reescrita como função de d . Já as tensões máximas no ressaltos, $\tau_{m\acute{a}x}$, extraídas das simulações, foram reescritas como função do número de Froude do início do ressalto, com base na correlação linear entre as duas variáveis, conforme apresentado na Figura 45. Espera-se que a correlação tenha validade para qualquer escala, visto que a escala pode ser aplicada de maneira direta também para as tensões.

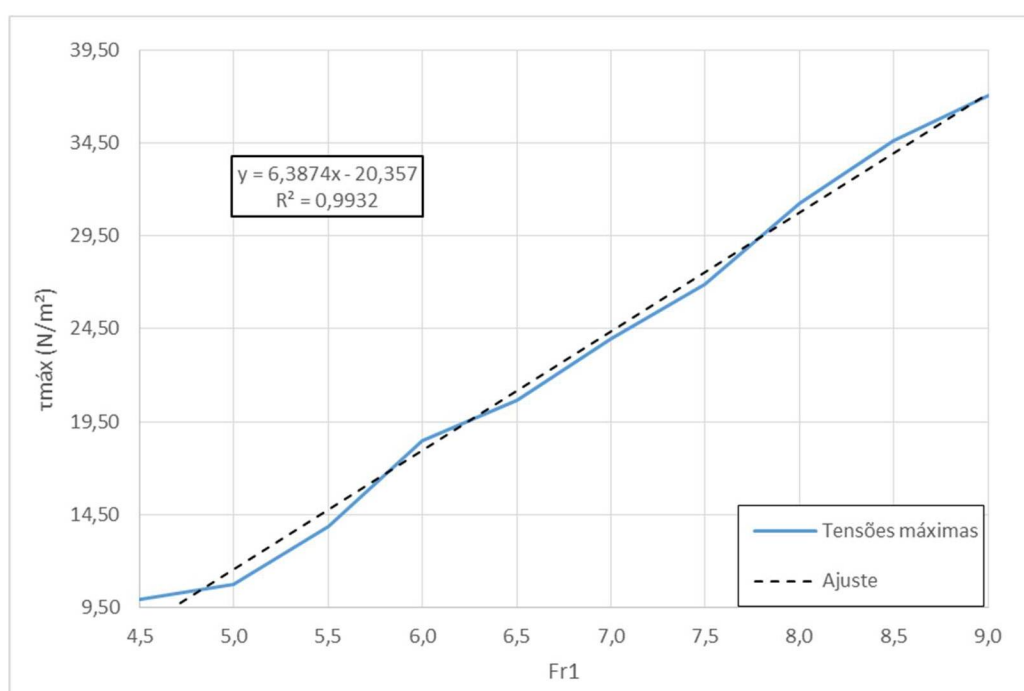


Figura 45 - Tensão tangencial máxima em ressaltos hidráulicos - $4,5 \leq Fr \leq 9,0$

Substituindo a equação linear ajustada, apresentada na Figura 45, na equação da Figura 44, e reescrevendo τ_c como função de D , obteve-se a equação para cálculo do comprimento do ressalto hidráulico com base nas tensões tangenciais no leito, escrita na forma das equações (27) e (28). O valor de L_s resultante da equação representa a distância entre o início do ressalto hidráulico e o ponto onde a tensão tangencial no leito é igual a tensão crítica de cisalhamento, para um dado Froude inicial Fr_1 , profundidade supercrítica h_1 e diâmetro das partículas D no leito do ressalto:

$$L_s = 94,46 * h_1 * e^{-(\beta)} , \quad (27)$$

$$\beta = 4648 * D / (6,3874 * Fr_1 - 20,357) . \quad (28)$$

A Figura 46 apresenta diversas curvas de comprimento de ressalto hidráulico, com base nas equações (27) e (28), com diâmetro variando entre 0,002m e 0,007m, o que equivale a diâmetros entre 20cm e 70cm, se o modelo representasse a escala 1:100 de alguma obra real.

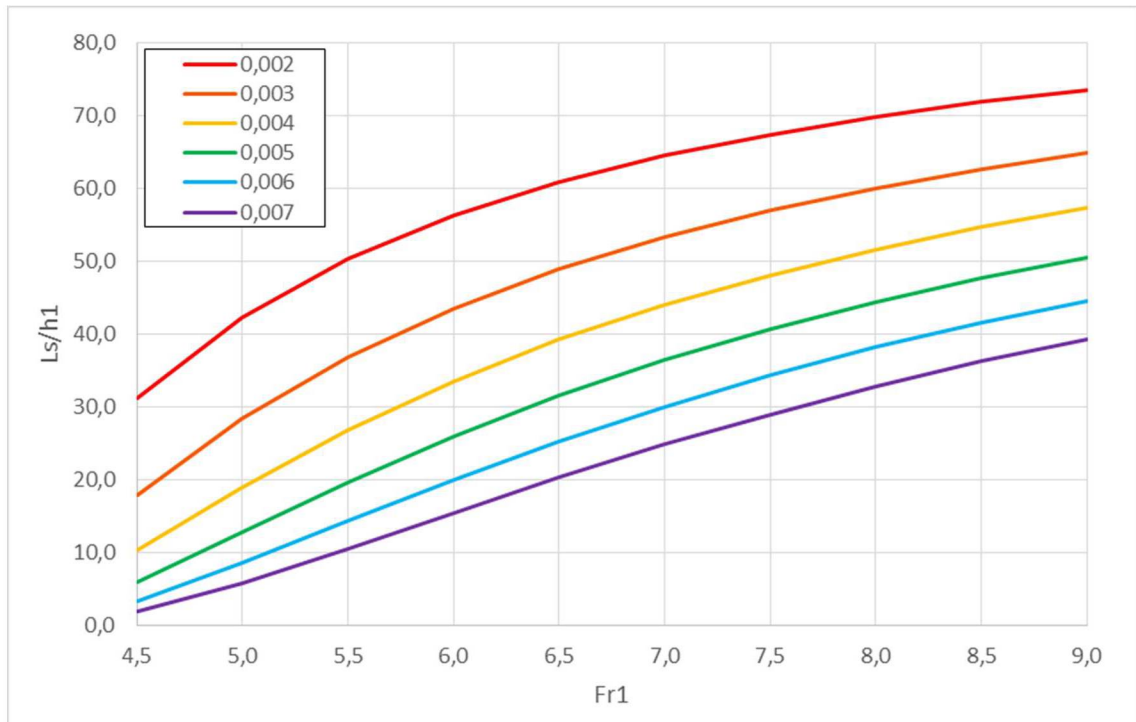


Figura 46 - Comprimento L_s em função do número de Froude e diâmetro do sedimento

Comparando os resultados da malha de 3mm com aqueles obtidos na malha de 5mm, percebe-se uma melhora considerável em diversos aspectos, tais como os módulos das velocidades mais estáveis, as tensões tangenciais calculadas pelo método de Preston também se aproximaram mais do cálculo pela equação (25), assim como os comprimentos de ressaltos, tanto L_j quanto L_r . A Figura 47 mostra a aderência dos resultados das duas malhas, onde pode se perceber que a malha de 3mm apresenta melhores resultados para quase todos os números de Froude na faixa estável, quando comparados à curva proposta por Peterka (1984).

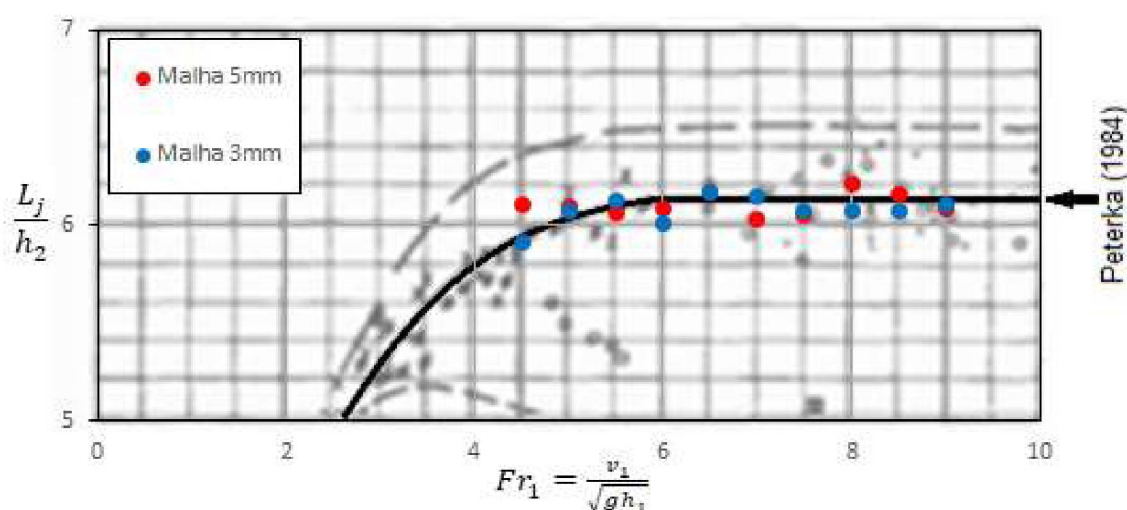


Figura 47 - Resultados computacionais de L_j para as malhas de 5mm e 3mm - $4,5 \leq Fr \leq 9,0$

Na Figura 48, é possível perceber ainda que a tendência na distribuição das tensões tangenciais na malha de 3mm estão em concordância com os apresentados por Imai e Nakagawa (1992) na Figura 12. Deve-se lembrar que os autores simularam um ressalto hidráulico de Froude igual a 3,70, um pouco inferior aos valores simulados no presente trabalho, e por isso as tensões também são um pouco inferiores e o ressalto um pouco mais curto. Entretanto, percebe-se a mesma tendência nos resultados, o que indica a aderência desse estudo com o de demais autores também no aspecto do uso do método de Preston em ressaltos hidráulicos.

Por fim, o comprimento de ressalto baseado nas tensões tangenciais L_s , proposto no presente trabalho, é comparado à curva apresentada por Peterka (1984) na Figura 49. É possível perceber que a curva proposta por Peterka está entre os diâmetros 0,002m e 0,003m, ou seja, para diâmetros de sedimento no leito maiores,

o comprimento do ressalto pode ser considerado menor, do ponto de vista das tensões tangenciais.

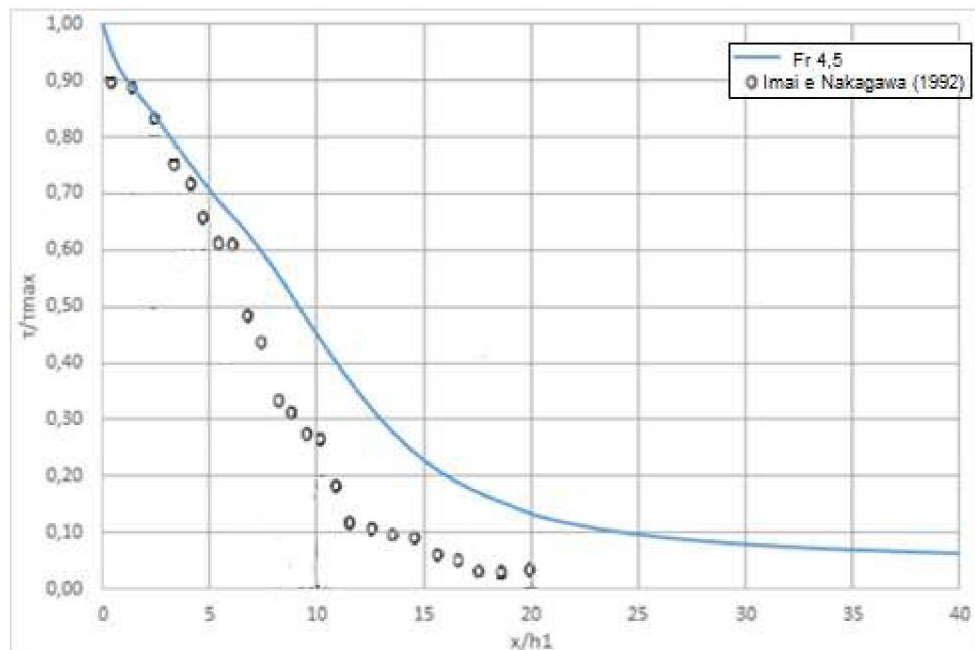


Figura 48 - Variação longitudinal da tensão tangencial no leito de ressalto hidráulico - Comparação de resultados experimentais com IMAI e NAKAGAWA (1992) - $Fr = 3,7$

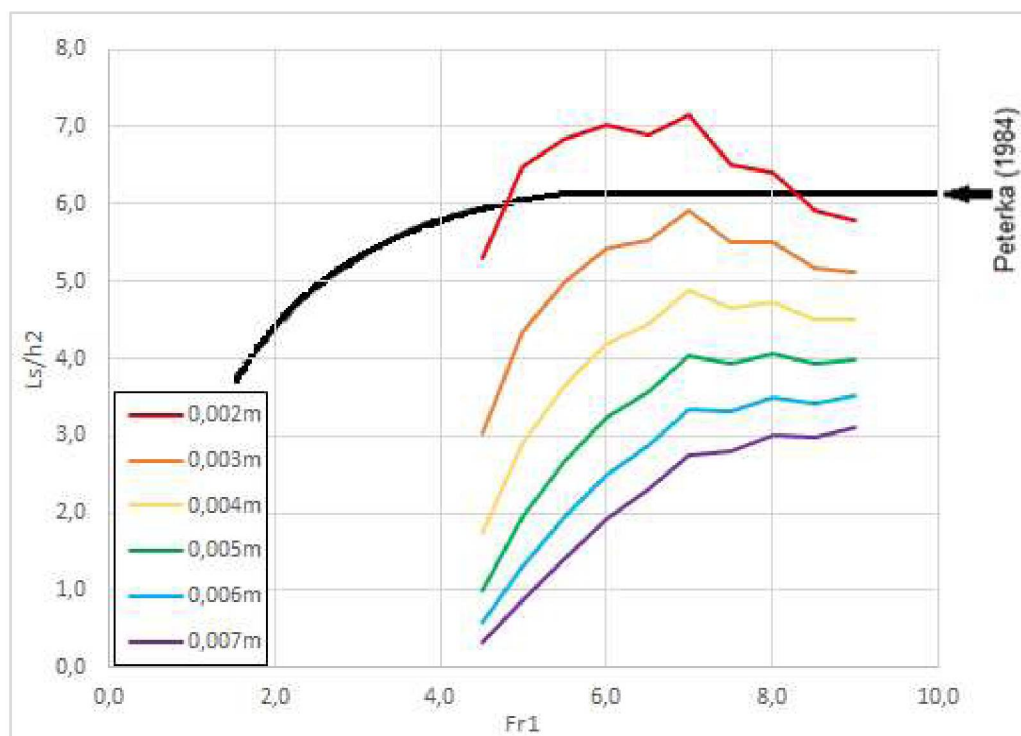


Figura 49 - Comparação entre comprimento proposto pelo autor para diferentes diâmetros D e comprimento proposto por PETERKA (1984)

4.2 MODELO FÍSICO - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

É de interesse do presente trabalho comparar os resultados da modelagem computacional com os obtidos na modelagem física. As condições de contorno do canal utilizado na modelagem física são as mesmas utilizadas na modelagem computacional, portanto não houve a necessidade de realizar cálculos de correção de escala entre os diferentes modelos.

Para a realização de medições em modelo físico, foi utilizado o canal experimental pertencente ao laboratório do Centro de Estudos de Hidráulica e Hidrologia Prof. Parigot de Souza (CEHPAR), o qual está ligado aos Institutos LACTEC, conforme apresentado no capítulo anterior. A partir das mesmas condições de contorno impostas no modelo matemático, e considerando a capacidade do canal, foi simulado um ressalto hidráulico com número de Froude inicial igual a 8,82. As características da simulação estão descritas na Tabela 9.

Alguns aspectos dessa tabela devem ser destacados. O comprimento de 1,5m do canal refere-se apenas à região de estudo do ressalto. O canal completo se estende por mais alguns metros a jusante, o que garante que a estrutura de controle de nível do escoamento no final do canal não influencia o ressalto hidráulico. A vazão foi calculada com base em leitura realizada em um painel conectado a um bocal na entrada do canal.

A velocidade foi obtida por três métodos distintos que foram comparados entre si, com o intuito de garantir que a medição estava correta: utilizou-se a equação de Bernoulli entre o reservatório a montante da comporta e o início do escoamento a jusante da comporta; com os valores de pressão dinâmica obtidos pelo uso do tubo de Pitot; e ainda pela equação da continuidade. Os três resultados foram praticamente idênticos, e o valor apresentado na Tabela 9 é a média desses três métodos de cálculo da velocidade inicial. Considerando a velocidade e o nível do escoamento obtidos no início do ressalto, foi calculado o número de Froude inicial (Fr_1). Também foram medidos os comprimentos L_j e L_r na simulação em modelo físico, assim como a profundidade h_2 do escoamento a jusante do ressalto hidráulico. O resultado do cálculo da profundidade conjugada h_2 pela equação (2) foi igual a 0,146 metros. A diferença entre a profundidade medida e calculada foi de 5,5%. Os comprimentos L_j

e L_r resultaram em diferenças de 2,6% e 26,4% respectivamente, se comparados ao cálculo pelos métodos propostos por Peterka (1984) e Hager *et al.* (1990).

Tabela 9 - Dados iniciais da simulação em modelo físico

Comprimento do canal [m]	Vazão [m³/s]	Velocidade [m/s]	Fr_1	h_2 [m]	L_j [m]	L_r [m]
1,50	0,0135	3,15	8,82	0,138	0,85	0,80

A Tabela 10 apresenta os resultados das medições das pressões estáticas tomadas com os piezômetros previamente instalados no fundo do canal. Também são apresentados os resultados das medições das pressões dinâmicas, obtidas com o tubo de Pitot e, por fim, o cálculo das tensões tangenciais no leito, através do método de Preston e das curvas calibradas por Patel (1965). É importante lembrar que não era possível realizar a leitura da pressão dinâmica com o tubo de Pitot no ponto 1, e por isso ele foi descartado dos cálculos de tensão tangencial. Os valores de x referem-se à distância entre o ponto de tomada de pressão e o início do ressalto. Portanto, os valores em negrito com fundo cinza claro destacam a posição na qual se inicia o ressalto hidráulico na simulação.

Tabela 10 - Resultados da simulação em modelo físico

Ponto	x [m]	x/h_1	ΔP [m.c.A.]	Diâmetro Pitot [m]	τ Preston [N/m²]
2	-0,15	-7,50	0,515	0,003	27,90
3	-0,12	-6,00	0,513	0,003	27,81
4	-0,10	-5,00	0,512	0,003	27,76
5	-0,06	-3,00	0,510	0,003	27,66
6	-0,03	-1,50	0,501	0,003	27,23
7	0,00	0,00	0,491	0,003	26,75
8	0,10	5,00	0,401	0,003	22,35
9	0,30	15,00	0,180	0,003	11,00
10	0,50	25,00	0,062	0,003	4,31
11	0,70	35,00	0,047	0,003	3,39
12	0,90	45,00	0,025	0,003	1,95
13	1,10	55,00	0,015	0,003	1,21
14	1,25	62,50	0,012	0,003	0,99
15	1,28	64,00	0,012	0,003	0,99

A Figura 50 mostra o ressalto hidráulico formado no modelo físico. É possível perceber a região de formação de rolos na superfície com bastante clareza, o que era esperado, por se tratar de um ressalto hidráulico na faixa estável. Isso facilita a medição do comprimento L_r . Na Figura 51 é mostrado o tubo de Pitot no ponto 5, em

vista superior, em posição para a tomada da pressão dinâmica, paralelo ao sentido longitudinal do escoamento, colocado exatamente junto ao leito. Também é possível visualizar o início do ressalto hidráulico formado.



Figura 50 - Ressalto hidráulico em modelo físico - $Fr = 8,82$



Figura 51 - Vista superior do ressalto hidráulico

Como o número de Froude do modelo físico foi de 8,82, foram calculadas as tensões tangenciais para esse valor de Froude com base nos resultados da simulação computacional. Considerou-se a variação entre os números de Froude 8,5 e 9,0 linear para obter essa nova curva, apresentada na Figura 52. Os pontos em vermelho representam os valores de tensão tangencial no leito, obtidos através do método de Preston aplicado às simulações no modelo físico. A numeração próxima ao ponto indica de qual se trata, conforme apresentado na Tabela 10.

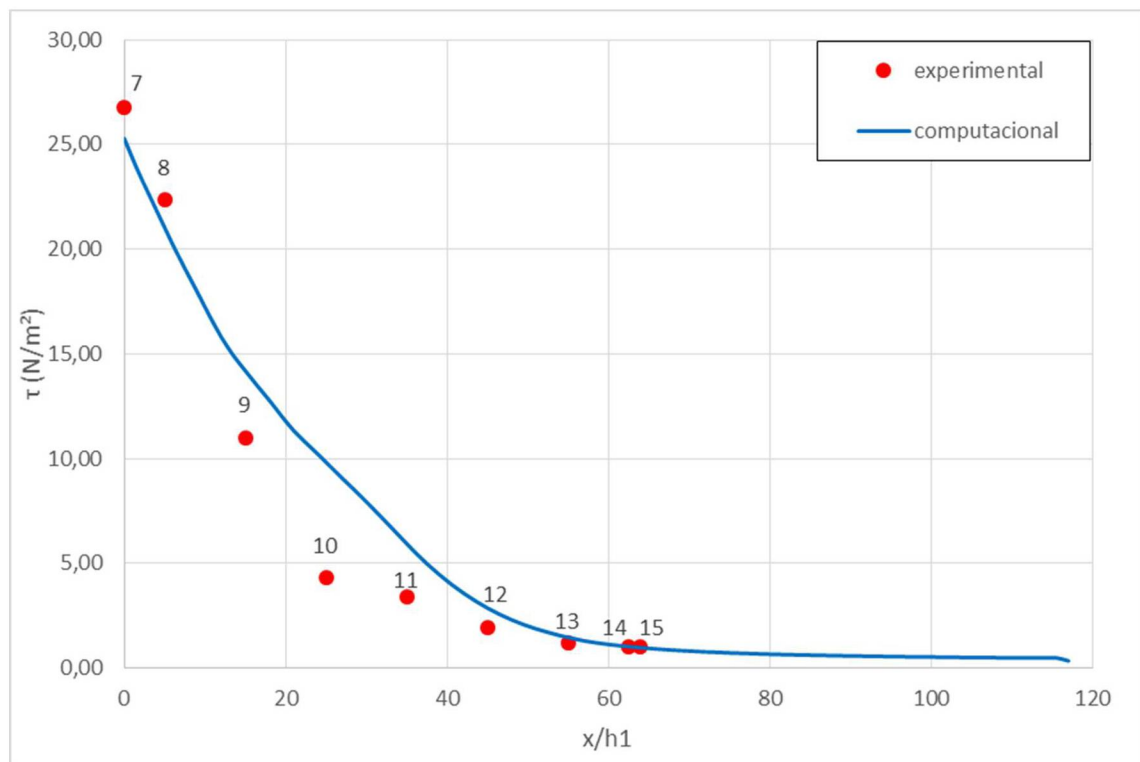


Figura 52 - Tensões tangenciais no leito de ressalto hidráulico - Fr = 8,82

É possível perceber que as tensões tangenciais calculadas com base nas medições em modelo físico são similares à curva obtida com base no modelo computacional, exceto pelo ponto 10, no qual a diferença percentual é de aproximadamente 50%. Essa discrepância pode estar relacionada a algum erro de medição, visto que é bastante difícil realizar a leitura das pressões dinâmicas com acurácia, principalmente na região do ressalto hidráulico, em que não é possível enxergar se o tubo de Pitot está posicionado corretamente. Em todos os outros pontos, as diferenças são inferiores a 30%, chegando a 1% em nos pontos extremos. Levando em conta as limitações da simulação em modelo físico, os resultados podem ser considerados bastante satisfatórios, se comparados aos do modelo computacional.

Por último, foram comparados os resultados obtidos no modelo físico com os apresentados por Imai e Nakagawa (1992) na Figura 53. Observa-se que a tendência de redução das tensões tangenciais no leito é similar. Entretanto, o gráfico dos autores é mais curto. Isso se deve pela diferença entre os valores de h_1 da simulação dos autores com a do presente trabalho, e também por se tratar de um número de Froude menor, ou seja, resulta em um ressalto hidráulico mais curto. Os pontos que representam os resultados do modelo físico vão além do final do ressalto, o que também justifica a diferença para a figura de Imai e Nakagawa (1992).

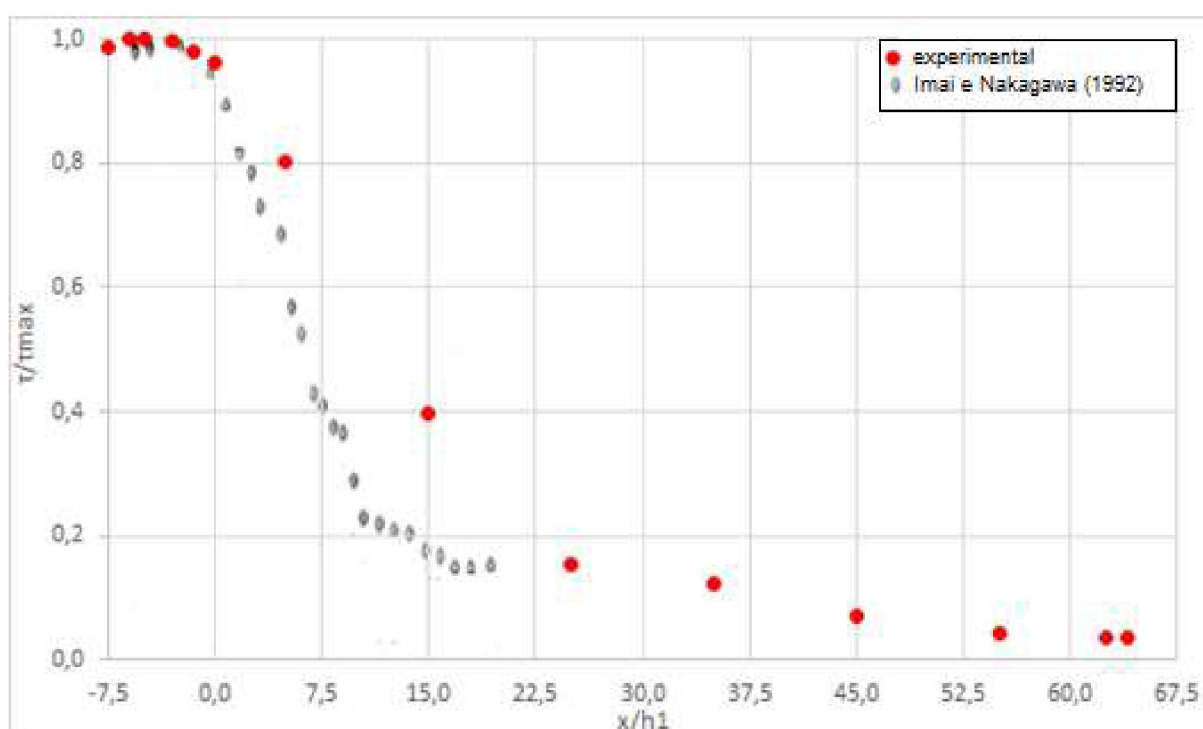


Figura 53 - Variação longitudinal da tensão tangencial no leito de ressalto hidráulico - $Fr = 8,82$ - comparação de resultados com IMAI e NAKAGAWA (1992) - $Fr = 3,7$

A partir dessa última análise, é possível denotar que a simulação em modelo físico, assim como a aplicação do método de Preston, foram bastante coerentes com estudos anteriores, reforçando a validade da simulação e do método. Os resultados do modelo físico também estão em concordância com aqueles obtidos pela modelagem numérica. Apesar disso, é importante lembrar que tanto no modelo matemático quanto no físico existem incertezas e alguns erros intrínsecos à modelagem, e portanto, as conclusões devem ser tomadas com cautela, levando em conta todas as limitações de ambas.

5 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

A partir dos resultados obtidos, e tendo em vista os objetivos apresentados no início do trabalho, é possível concluir que o comprimento de ressaltos hidráulicos pode ser tomado com base nas tensões tangenciais no leito. Foi possível escrever uma equação na qual o comprimento de ressaltos hidráulicos baseados nas tensões, aqui nomeado L_s , é função exclusiva da profundidade supercrítica h_1 , do número de Froude supercrítico Fr_1 , e do diâmetro do sedimento no leito da bacia de dissipação D , conforme descrito nas equações (27) e (28). Todas essas variáveis são de fácil obtenção ainda na fase de projetos, e por isso, esse método de cálculo proposto é bastante propício para projetistas.

Para tornar possível atingir o objetivo principal desse trabalho, foram realizados dois processos distintos de simulações: através de modelagem numérica; e com o uso de modelo físico.

Na modelagem computacional, foi utilizado o software *OpenFOAM* para simular ressaltos hidráulicos na faixa estável, ou seja, com número de Froude inicial variando entre 4,5 e 9,0. As condições de contorno impostas foram basicamente as mesmas para todas as simulações, apenas sendo necessário variar a velocidade na entrada e saída do canal, para atingir o número de Froude desejado, e para que o ressalto simulado ficasse estável em uma mesma posição. O modelo de turbulência utilizado foi o *standard $\kappa - \varepsilon$* em todos os casos simulados.

Foram utilizados dois tamanhos de malhas distintos, de 5mm e de 3mm, para verificar a qualidade dos resultados obtidos em comparação ao custo computacional de cada uma das malhas. Como visto nos resultados, a malha de 3mm apresentou desempenho melhor em todas as características dos ressaltos hidráulicos. Os comprimentos dos ressaltos tiveram resultados similares a demais estudos, como os de Peterka (1984), Hager *et al* (1990) e Bayon e Lopez (2015). Todavia, o custo computacional também foi bastante elevado, se comparado à malha de 5mm. Isso indica que, apesar da malha de 3mm ser aquela que representa de maneira mais satisfatória o ressalto hidráulico, o tempo disponível para realizar simulações deve ser considerado. Por outro lado, usar uma malha menos robusta também implica em erros maiores, e também deve ser um fator a ser considerado por quem pretender realizar simulações envolvendo ressaltos hidráulicos.

No modelo físico, as condições de contorno impostas foram as mesmas das simulações computacionais. Simulou-se um ressalto hidráulico com número de Froude supercrítico de 8,82 em um canal didático pertencente ao laboratório do Centro de Estudos de Hidráulica e Hidrologia Prof. Parigot de Souza (CEHPAR), dos Institutos LACTEC. Os resultados de comprimentos de ressaltos obtidos foram satisfatórios para L_j , mas não para o comprimento L_r , para o qual observou-se uma diferença de mais de 25% para o cálculo proposto por Hager *et al.* (1990). É importante notar que essas medidas foram tomadas visualmente, e que podem implicar em divergências para diferentes observadores.

As tensões tangenciais no leito foram obtidas pelo método de Preston, tanto nas simulações computacionais quanto em modelo físico. Em ambas as modelagens, esse método se mostrou bastante preciso, e os resultados obtidos no modelo físico puderam corroborar os obtidos em modelo computacional. Apenas um ponto apresentou uma diferença significativa entre a tensão no modelo físico e no computacional, de cerca de 50%. Isso pode ser explicado pela dificuldade em realizar as medições no modelo físico. Devido à alta turbulência e aos rolos formados na superfície, posicionar o tubo de Pitot corretamente e mantê-lo nessa posição é uma tarefa bastante difícil, e que pode induzir a erros. Todos os demais pontos representaram bem os resultados das simulações realizadas com o *OpenFOAM*, e por isso reafirmam a precisão dos resultados obtidos na modelagem computacional.

Algumas dificuldades, tanto na modelagem computacional quanto na física, devem ser observadas. O *OpenFOAM* tem suas limitações na representação de ressaltos hidráulicos, assim como qualquer outro *software* que solucione problemas de mecânica dos fluidos. As principais limitações dizem respeito aos contornos do escoamento. A superfície livre não pode ser perfeitamente representada por equações, e por isso, a busca por defini-la implica em simplificações e ajustes, tais como o VOF. Além disso, conforme já observado por outros autores, as condições de contorno na entrada e na saída do escoamento podem influenciar as características do ressalto hidráulico. No presente estudo, buscou-se garantir que essas condições de contorno impostas não influenciassem nas simulações, mantendo o ressalto hidráulico distante o suficiente tanto do início quanto do final do domínio.

Outro ponto a ser destacado é que as simulações computacionais foram realizadas em malha bidimensional, apesar de que alguns autores alegam que é uma

simplificação bastante importante, pois as condições de contorno das laterais podem influenciar no próprio ressalto. Entretanto, imaginando-se uma bacia de dissipação suficientemente larga, é possível denotar que os resultados da malha bidimensional conseguem representar as características do ressalto hidráulico.

Também existem limitações no modelo físico que devem ser ponderadas. A primeira a ser destacada diz respeito à experiência de quem está realizando as medições, pois trata-se de bastante prática para que os resultados obtidos possam ser considerados precisos. Outra limitação encontrada diz respeito ao próprio canal utilizado na simulação. Por ser antigo, apresentava alguns vazamentos. Além disso, os instrumentais disponíveis eram analógicos ao invés de digitais, o que reduz a precisão da simulação.

Por fim, é possível concluir que os objetivos desse trabalho foram alcançados satisfatoriamente, tanto no que diz respeito às simulações computacionais, quanto à modelagem física. O método de Preston, usado para obtenção das tensões tangenciais no leito, tornou possível calcular o comprimento de ressaltos hidráulicos com base nessas tensões, de acordo com as equações (27) e (28) propostas nesse estudo.

Recomenda-se, para estudos futuros, que também sejam avaliados os ressaltos hidráulicos para números de Froude fora da faixa estável, ou seja, menores que 4,5 e maiores que 9,0, buscando ampliar a validade dos resultados desse estudo. Por fim, também é importante avaliar o impacto do *endsill* da soleira de extremidade, estrutura construída ao final de bacias de dissipação, a qual deflete o escoamento no leito e, por consequência, deve afetar também as tensões tangenciais no leito.

REFERÊNCIAS

- ANDERSON, J. D. **Computational Fluid Dynamics: The Basics with Applications**. McGraw-Hill, New York. 1995. 547 p.
- ARAÚJO FILHO, M. F. **Modelagem Computacional Tridimensional de Escoamentos em Vertedouros de Baixa Queda**. 146 f. Dissertação (Mestrado). Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental - Departamento de Hidráulica e Saneamento - DHS/UFPR. Curitiba. 2014.
- BAYON, -B. A. LOPEZ, -J. P. A. **Numerical analysis of hydraulic jumps using OpenFOAM**. Journal of Hydroinformatics, vol. 17 (4). 2015, p. 662-678.
- BAYON, A. VALERO, D. GARCÍA, -B. R. VALLÉS, -M. F. J. LÓPEZ, -J. P. A. **Performance assessment of OpenFOAM and FLOW-3D in the numerical modeling of a low Reynolds number hydraulic jump**. Environmental Modelling & Software, vol. 80. 2016, p. 322-335.
- BÉLANGER, M. J. -B. **Essai sur la solution numérique de quelques problèmes relatifs au mouvement permanente des eaux courantes**. Librairie Chez Carilian-Goeury, L'es corps royaux des Ponts-et-Chaussées et des nines. Paris (em francês). Ago/1828. 38 p.
- BERTELUD, A. **Preston Tube Calibration Accuracy**. American Institute of Aeronautics and Astronautics, vol. 14 (1). Jan/1976, p. 98-100.
- BHOWMIK, G. N. **Hydraulic Jump Type Stilling Basins for Froude Number 2.5 to 4.5**. Report of Investigation 67, Department of Registration and Education. Illinois State Water Survey, Urbana. 1971. 31 p.
- BLAIR, H. K. RHONE, T. J. **Design of Small Dams**. Cap. 9. Department of the Interior. Bureau of Reclamation. 3^a ed. - Colorado. 1987. 860 p.
- BRADLEY, J. N. PETERKA, A. J. **Progress Report II: Research Study on Stilling Basins, Energy Dissipators, and Associated Appurtenances**. Hydraulic Laboratory Report nº Hyd-399. Department of the Interior, Bureau of Reclamation - Colorado. 1955. 125 p.
- BRENNAN, D. **The Numerical Simulation of Two-Phase Flows in Settling Tanks**. 254 p. Tese (Doutorado). Imperial College of Science, Technology and Medicine - University of London. 2001.
- BRESSE, J. A. **Cours de mécanique appliquée professé à l'Ecole des Ponts et Chaussées (Course in applied mechanics given at the Pont-et-Chaussées Engineering School)**. Mallet-Bachelier, Paris (em francês). 1860. 482 p.
- CAROLLO, F. G. FERRO, V. PAMPALONE, V. **New expression of the Hydraulic Jump Roller Length**. Journal of Hydraulic Engineering, vol. 138 (11). Nov/2012, p. 995-999.

CHANSON, H. **Development of the Bélanger Equation and Backwater equation by Jean-Baptiste Bélanger (1828)**. Journal of Hydraulic Engineering, vol. 135 (3). Mar/2009, p.159-163.

CHEN, S.-H. **Hydraulic Structures**. Springer Berlin Heidelberg. Berlim, Heidelberg. 2015. 1029 p.

ELEVATORSKI, E. A. **Hydraulic Energy Dissipators**. Engineering Societies Monographs. McGraw-Hill, New York. 1959. 214 p. Disponível em: <<https://babel.hathitrust.org/cgi/pt?id=mdp.39015004469014;view=1up;seq=1>>. Acesso em: 27 mar. 2018.

FARIA, T. M. G. A. **Modelação Numérica de Escoamentos sobre Descarregadores em Degraus**. 92 f. Dissertação (Mestrado). Faculdade de Engenharia - Universidade do Porto (FEUP). Porto. 2014.

FERZIGER, J. H. PERIĆ, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 3ª ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Berlim. 2002. 420 p.

FORTUNA, A. de O. **Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos: Conceitos Básicos e Aplicações**. Editora da Universidade de São Paulo, Edusp. São Paulo. 2000. 426 p.

GARCIA, M. H. **Sedimentation Engineering: Processes, Measurements, Modeling and Practice**. ASCE Manuals and Reports on Engineering Practice nº 110. Virginia. 2008. 1132 p.

GRAF, W. H. **Hydraulics of Sediment Transport**. Water Resources Publications, 1ª ed. - Colorado. 1984. 513 p.

HAGER, W. H. BREMEN, R. **Classical Hydraulic Jump: sequent depths**. Journal of Hydraulic Research, vol. 27 (5). 1989, p. 565-583.

HAGER, W. H. BREMEN, R. KAWAGOSHI, N. **Classical Hydraulic Jump: length of roller**. Journal of Hydraulic Research, vol. 28 (5). 1990, p. 591-608.

HEAD, M. R. RECHENBERG, I. **The Preston tube as a means of measuring skin friction**. Journal of Fluid Mechanics, vol. 14 (1). Mar/1962. 17 p.

HIRT, C. W. NICHOLS, B. D. **Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries**. Journal of Computational Physics, vol. 39. 1981, p. 201-225.

IMAI, S. NAKAGAWA, T. **On transverse variation of velocity and bed shear stress in hydraulic jumps in a rectangular open channel**. Acta Mechanica 93, Springer-Verlag. 1992, p. 191-203.

IMAI, S. NAKAGAWA, T. **On longitudinal and transverse variations of the bed shear stress on the wetted perimeter of a sloped rectangular open channel in a hydraulic jump**. Acta Mechanica 111, Springer-Verlag. 1995, p. 141-150.

ISSA, R. I. **Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting.** Journal of Computational Physics, vol. 62. 1985, p. 40-65.

KHATSURIA, R. M. **Hydraulics of Spillways and Energy Dissipators.** Department of Civil and Environmental Engineering Georgia Institute of Technology - Georgia. 2005. 649 p.

LIU, X. GARCÍA, M. H. **Three-Dimensional Numerical Model with Free Water Surface and Mesh Deformation for Local Sediment Scour.** Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, vol. 134 (4). Jul/2008, p. 203-217.

LUDWIEG, H. TILLMANN, W. **Investigations of the Wall-Shearing Stress in Turbulent Boundary Layers.** National Advisory Committee for Aeronautics (N.A.C.A.), Technical Memorandum 1285 (traduzido do alemão). 1950. 25 p.

NAGY, J. **Multiphase simulation Project in OpenFOAM in Windows 10 and Ubuntu - tutorial part 1 - intro.** Johannes Kepler University, Áustria. Disponível em: <https://www.youtube.com/watch?v=gZ_TqsPwiXY&list=PLcOe4WUSsMkF93STOampeX-U8hhgbFRbm&index=1>. Publicado em 15 ago. 2017. Acesso em: 9 mai. 2018.

NÓBREGA, J. D. **Metodologia Teórica e Experimental para Determinação das Características do Ressalto Hidráulico Clássico.** 241 f. Dissertação (Mestrado). Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos. 2014.

OPENFOAM. **Manual do usuário.** Disponível em: <<https://www.openfoam.com/documentation/>>. Acesso em: 10 nov. 2017.

PATANKAR, S. V. SPALDING, D. B. **A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows.** Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15. 1972, p. 1787-1806.

PATEL, V. C. **Calibration of the Preston tube and limitations on its use in pressure gradients.** Journal of Fluid Mechanics, vol. 23 (1). 1965, p. 185-208.

PETERKA, A. J. **Hydraulic Design of Stilling Basins and Energy Dissipators.** Department of the Interior. Bureau of Reclamation. 8^a ed - Colorado. 1984. 225 p.

PRESTON, J. H. **The Determination of Turbulent Skin Friction by Means of Pitot Tubes.** Journal of the Royal Aeronautical Society, vol. 58. Fev/1954, p.109-121.

RAJARATNAM, N. **Hydraulic Jumps, Advances in Hydrosience.** Ed. Por Chow, V. T. vol. 4. Academic Press, New York. 1967, p. 198-276.

REYNOLDS, O. **On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion.** Philosophical Transactions of the Royal Society of London. A., vol. 186. 1895, p. 123-164.

RODRIGUES, M. A. PADRELA, L. GERALDES, V. SANTOS, J. MATOS, H. A. AZEVEDO, E. G. **Theophylline polymorphs by atomization of supercritical antisolvent induced suspensions.** Journal of Supercritical Fluids, vol. 58. 2011, p. 303-312.

ROMAGNOLI, M. PORTAPILA, M. MORVAN, H. **Simulación Computacional del Resalto Hidráulico.** Mecánica Computacional, vol. 28. Tandil, Argentina (em espanhol). 2009, p. 1661-1672.

RUSCHE, H. **Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions.** 343 f. Tese (Doutorado). Imperial College of Science, Technology & Medicine - Department of Mechanical Engineering. University of London. 2002.

SHIELDS, A. **Application of Similarity Principles and Turbulence Research to Bed-Load Movement.** Mitteilungen der Preussischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau. Berlim, 1936. Traduzido do alemão pela California Institute of Technology, Pasadena - CA. 2015. 47 p.

STANTON, T. E. MARSHALL, D. BRYANT, C. N. **On the Conditions at the Boundary of a Fluid in Turbulent Motion.** Proceedings of The Royal Society of London. A., vol. 97. 1920, p. 413-434.

VENNARD, J. K. **Elementary Fluid Mechanics.** John Wiley & Sons. 4ª ed. - New York. 1961. 570 p.

VERSTEEG, H. K. MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The finite volume method.** Pearson Education Limited. 2ª ed. - Harlow, Inglaterra. 2007. 503 p.

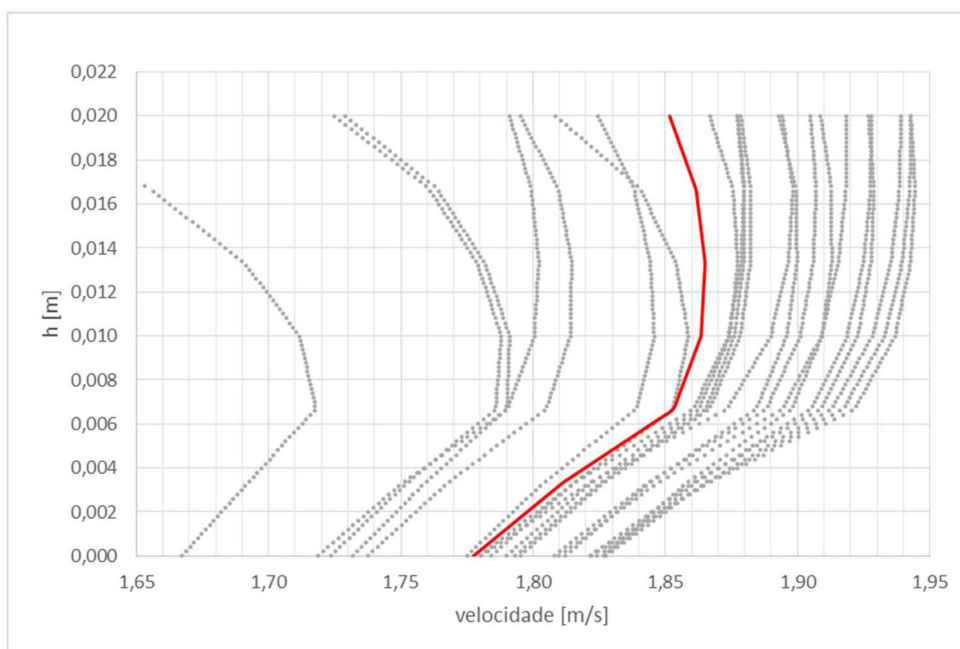
WELLER, H. G. TABOR, G. JASAK, H. FUREBY, C. **A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques.** American Institute of Physics. Computers in Physics, vol. 12, nº 6. Dez/1998, p. 620-631.

WITT, A. M. GULLIVER, J. S. SHEN, L. **Bubble visualization in a simulated hydraulic jump.** The Smithsonian/NASA Astrophysics Data System. 2013. 3 p. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1310.2635>>. Acesso em: 27 mar. 2018.

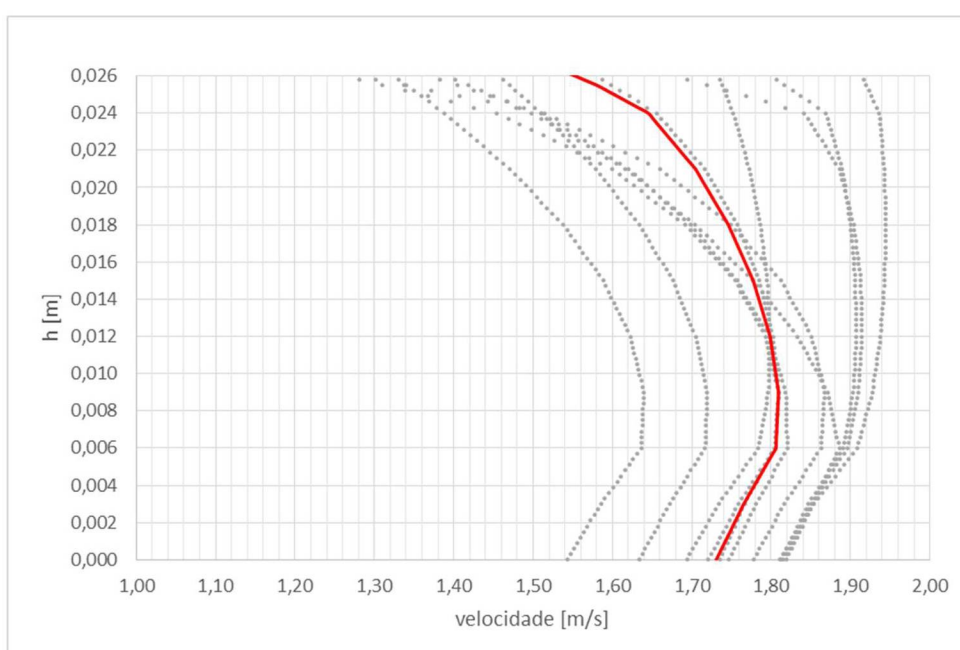
APÊNDICES

APÊNDICE I: PERFIS DE VELOCIDADES INICIAIS

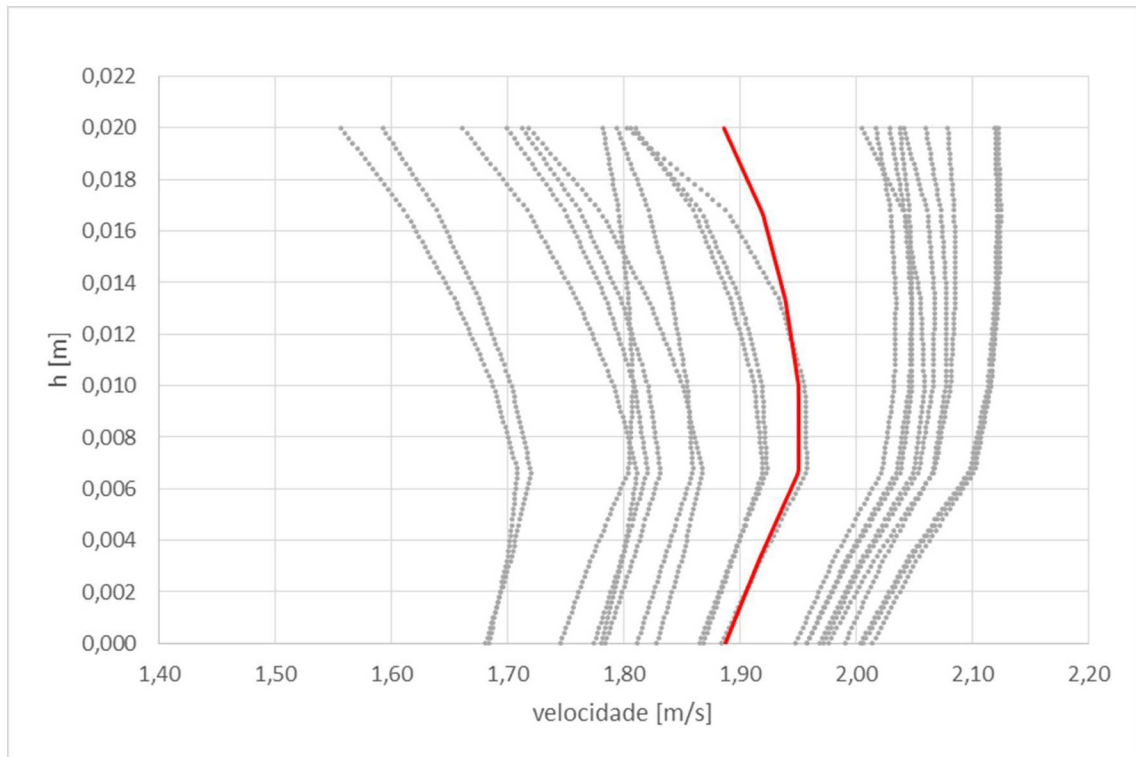
Neste apêndice, são apresentados os perfis de velocidades obtidos a montante dos ressaltos hidráulicos das simulações computacionais para todos os passos de tempo simulados. É possível observar que as condições de contorno de entrada das simulações não influenciam o ressalto hidráulico em si, pois o escoamento já está parcialmente ou totalmente desenvolvido antes do início do fenômeno.



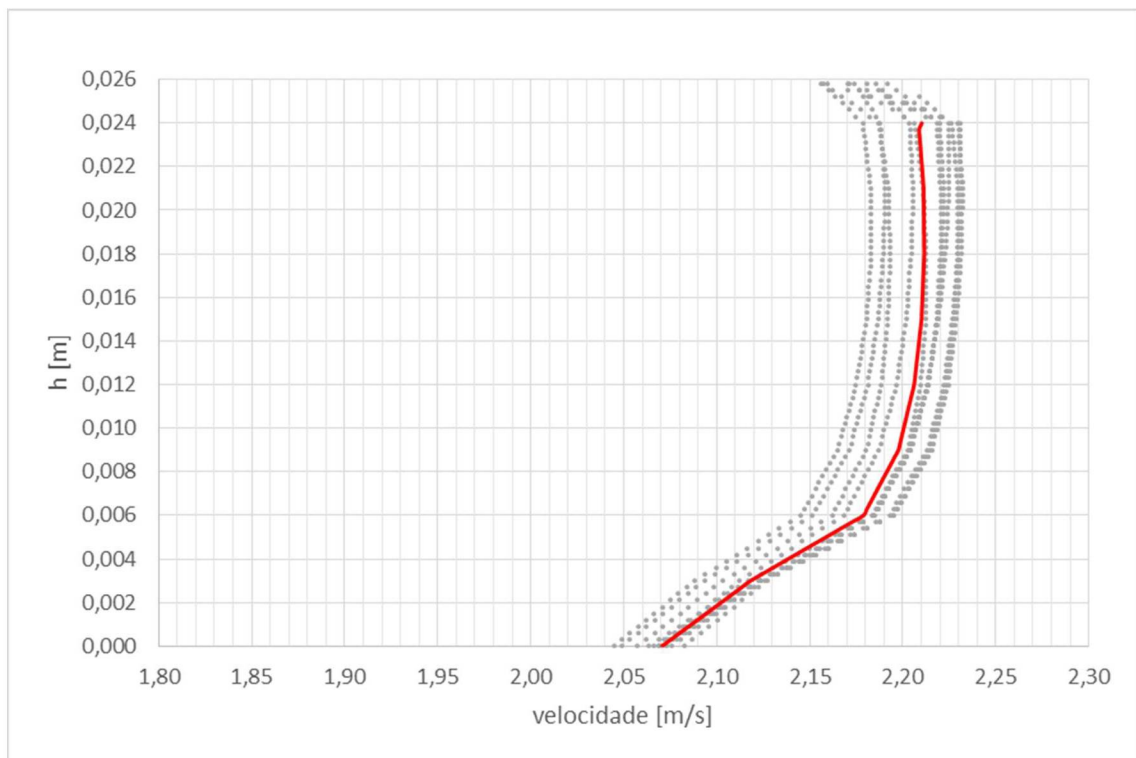
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 4,5$ - malha 5mm



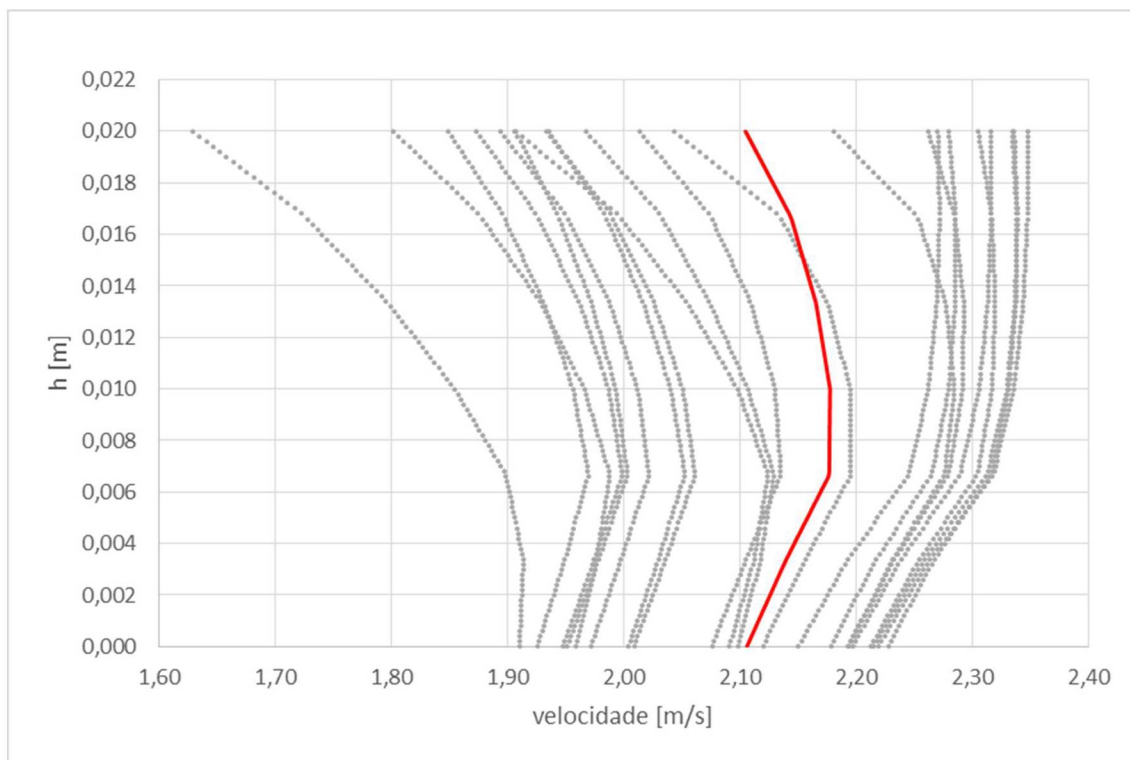
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 4,5$ - malha 3mm



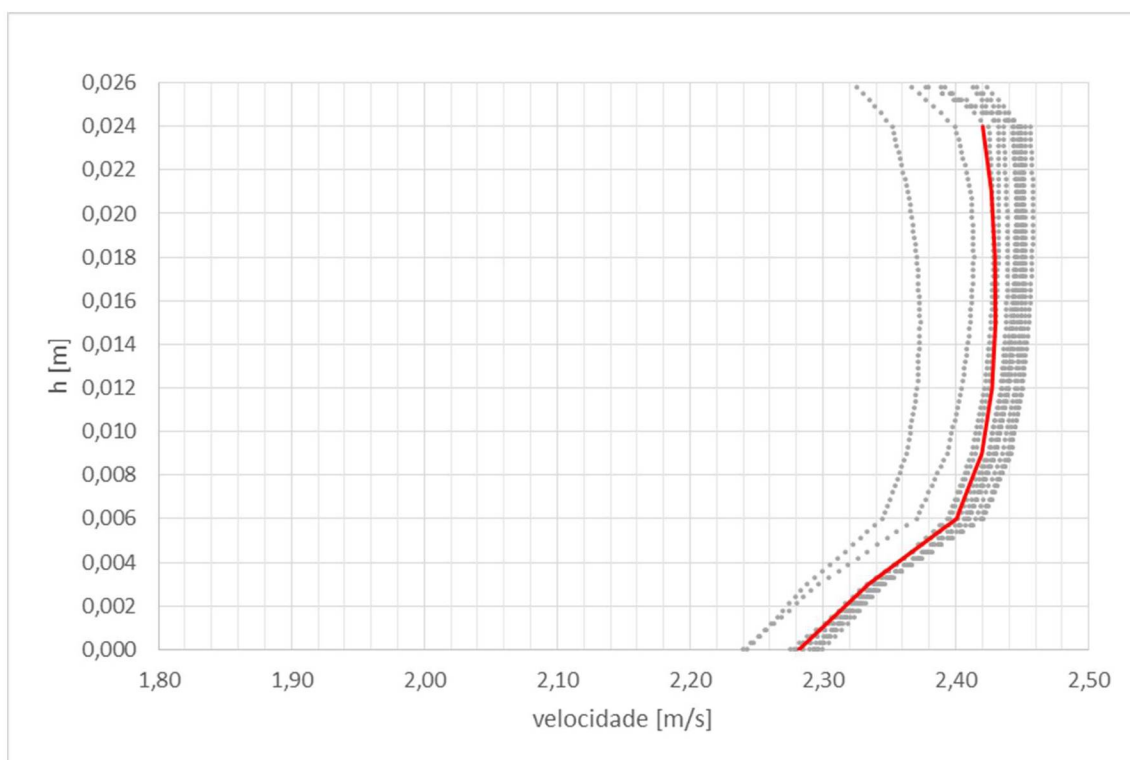
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 5,0$ - malha 5mm



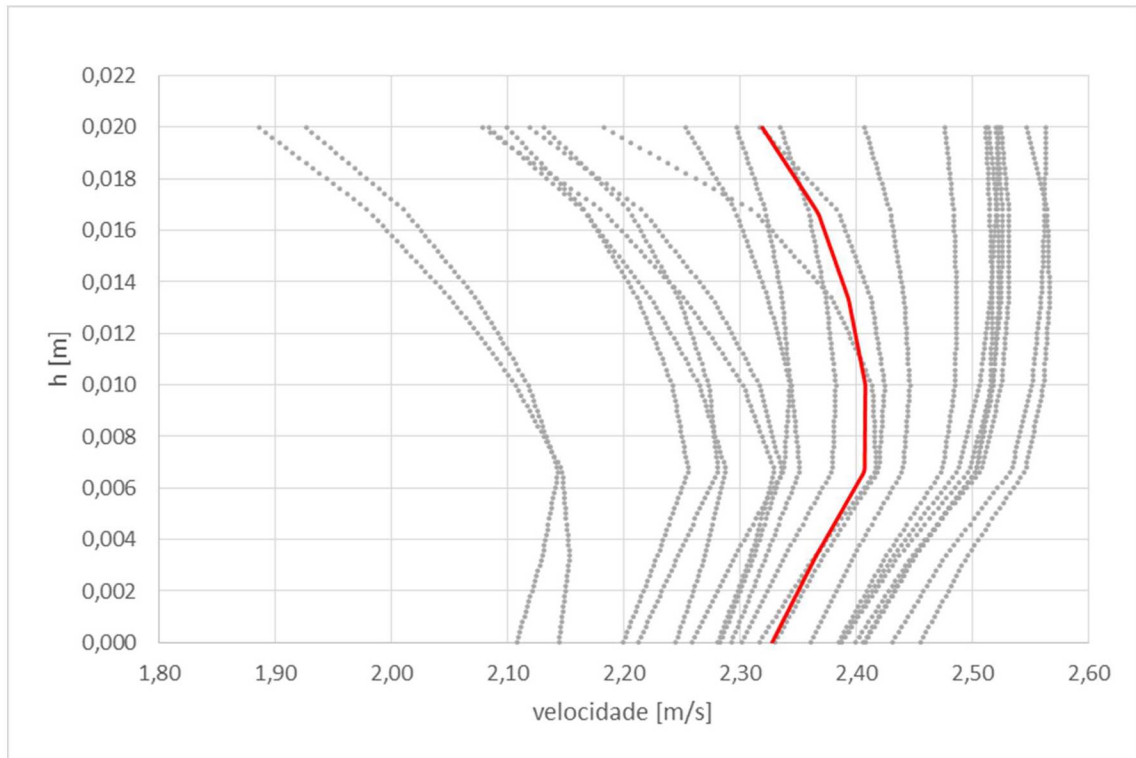
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 5,0$ - malha 3mm



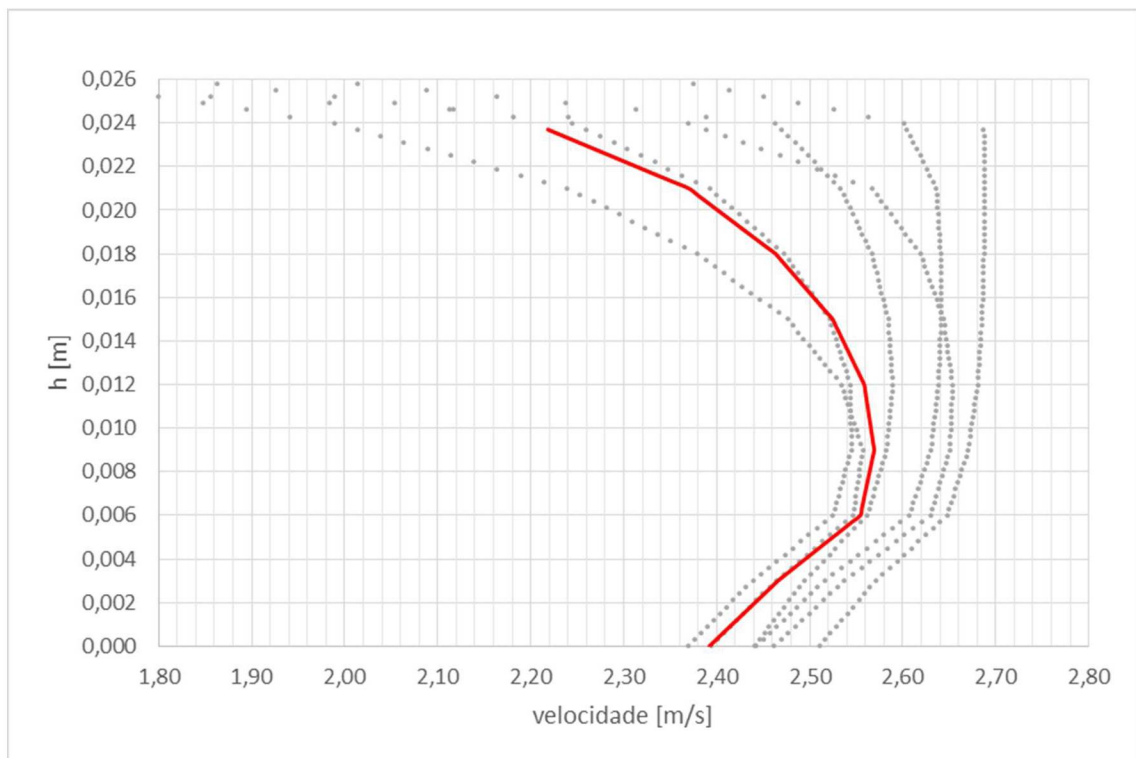
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 5,5$ - malha 5mm



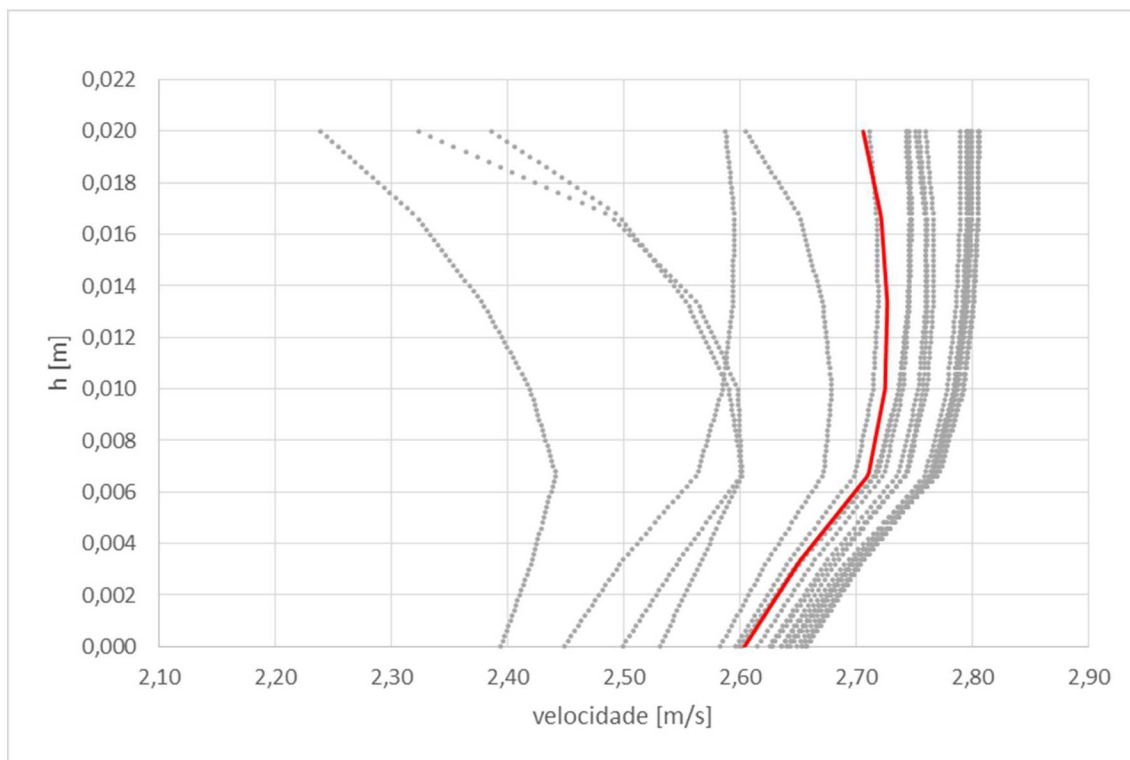
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 5,5$ - malha 3mm



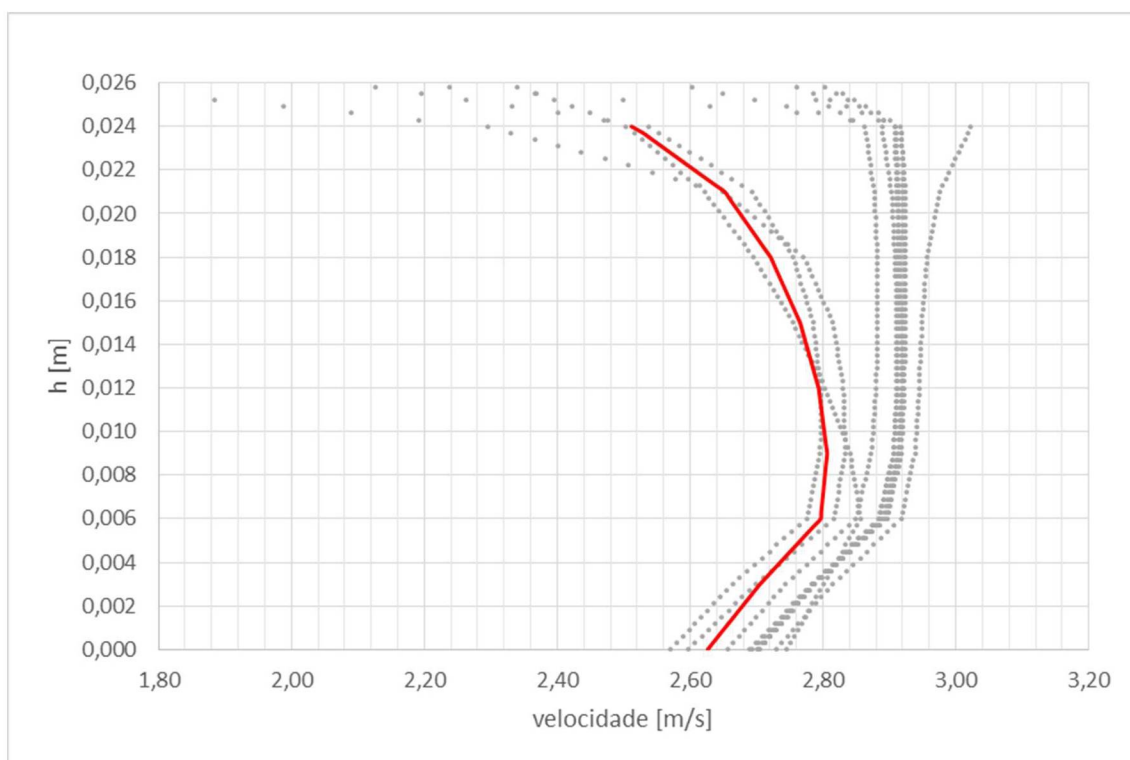
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ canal - $Fr = 6,0$ - malha 5mm



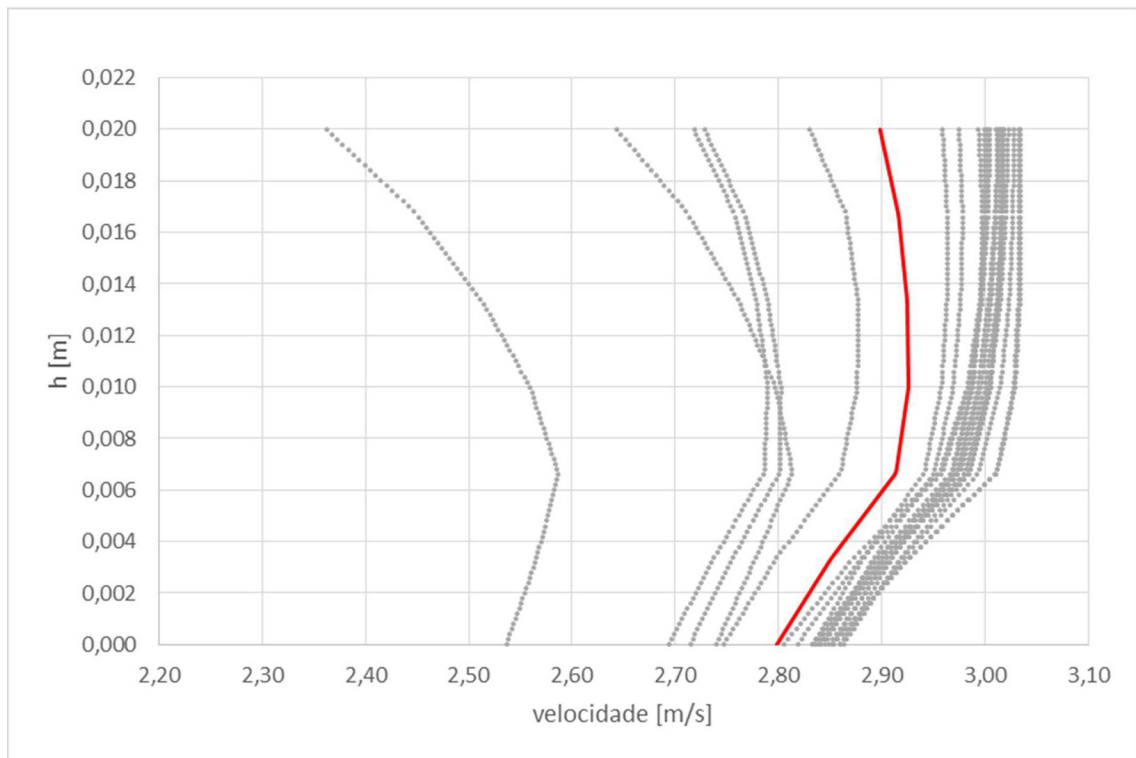
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 6,0$ - malha 3mm



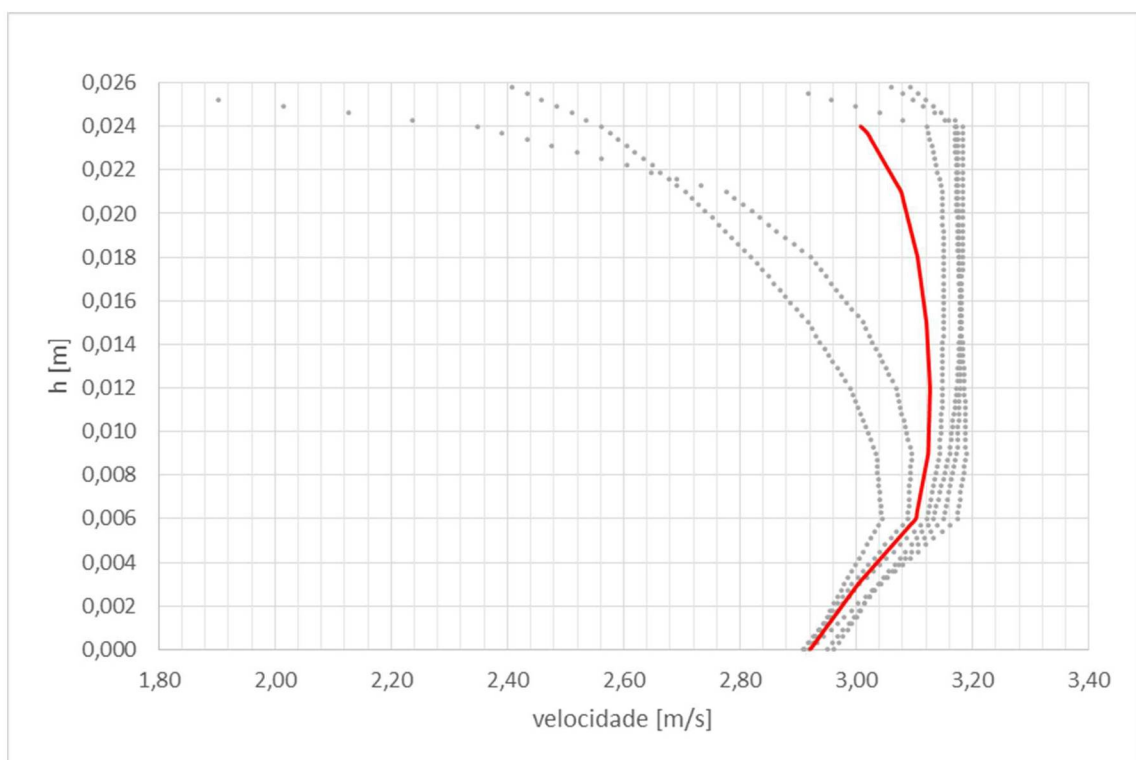
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 6,5$ - malha 5mm



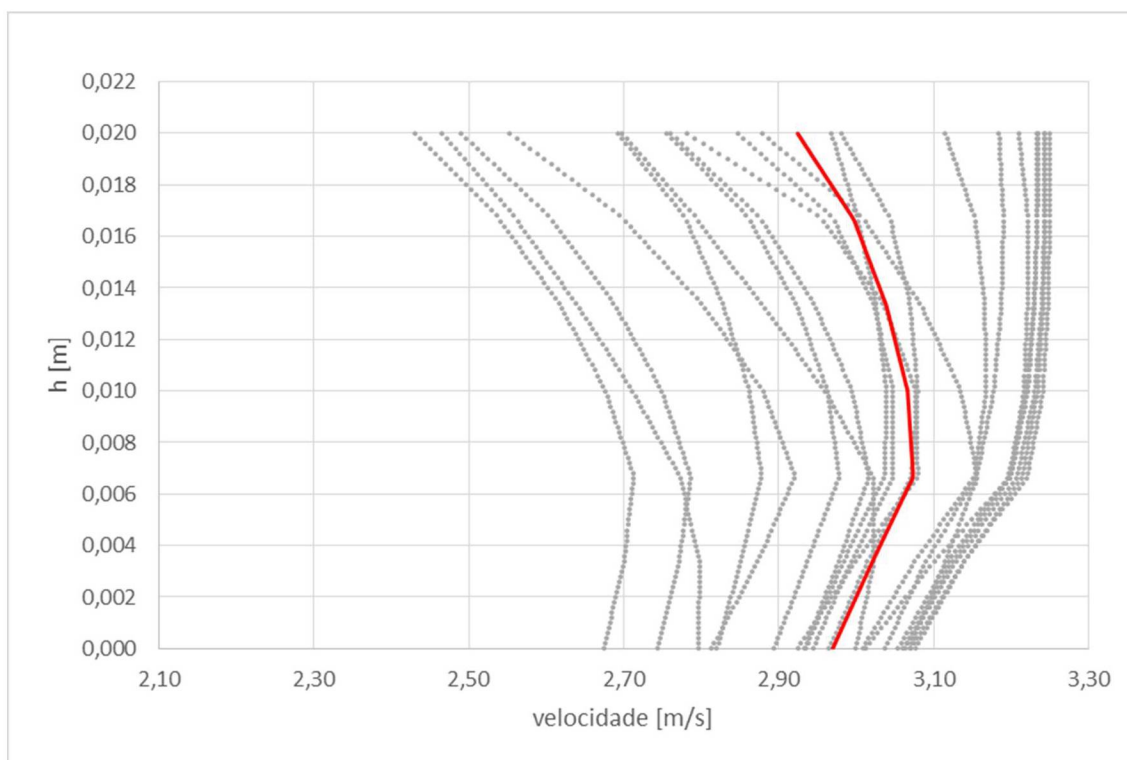
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 6,5$ - malha 3mm



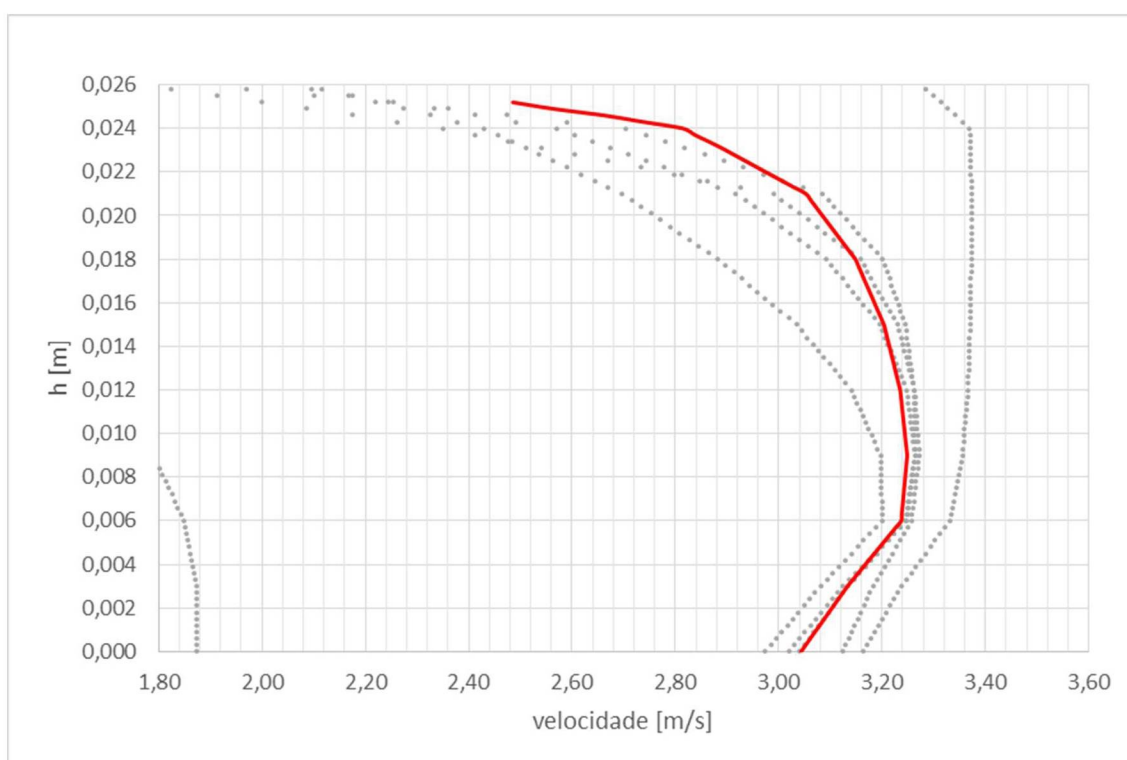
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 7,0$ - malha 5mm



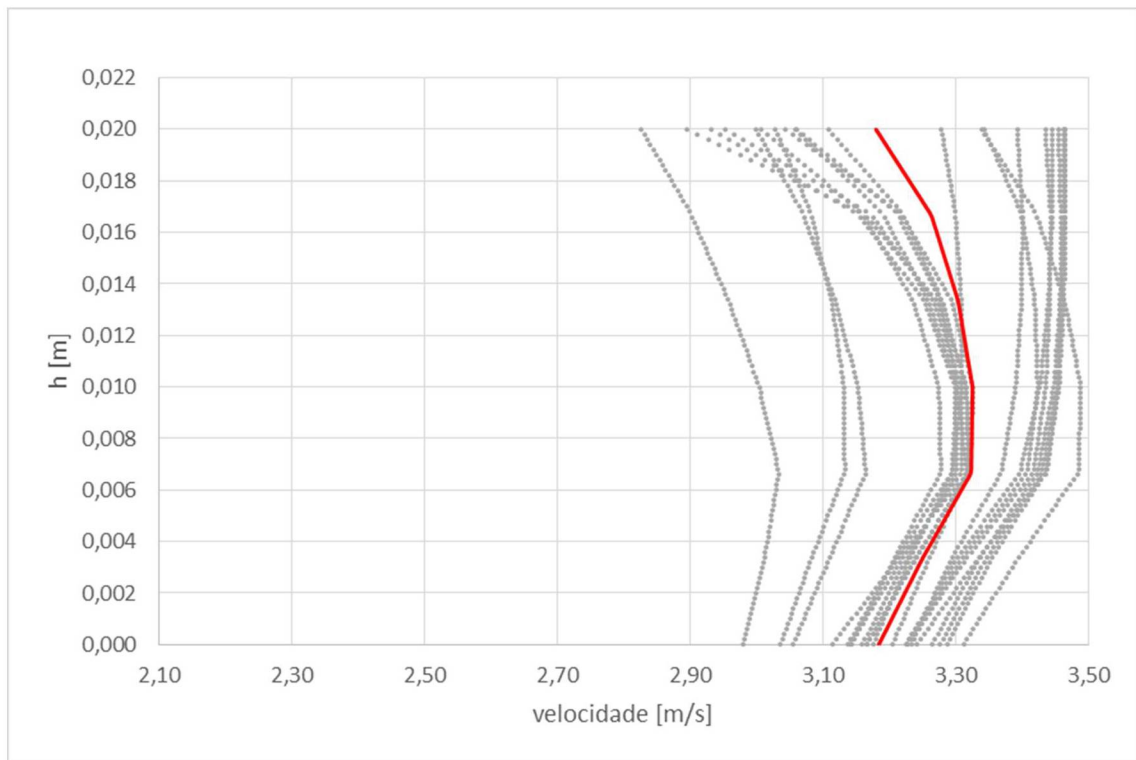
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 7,0$ - malha 3mm



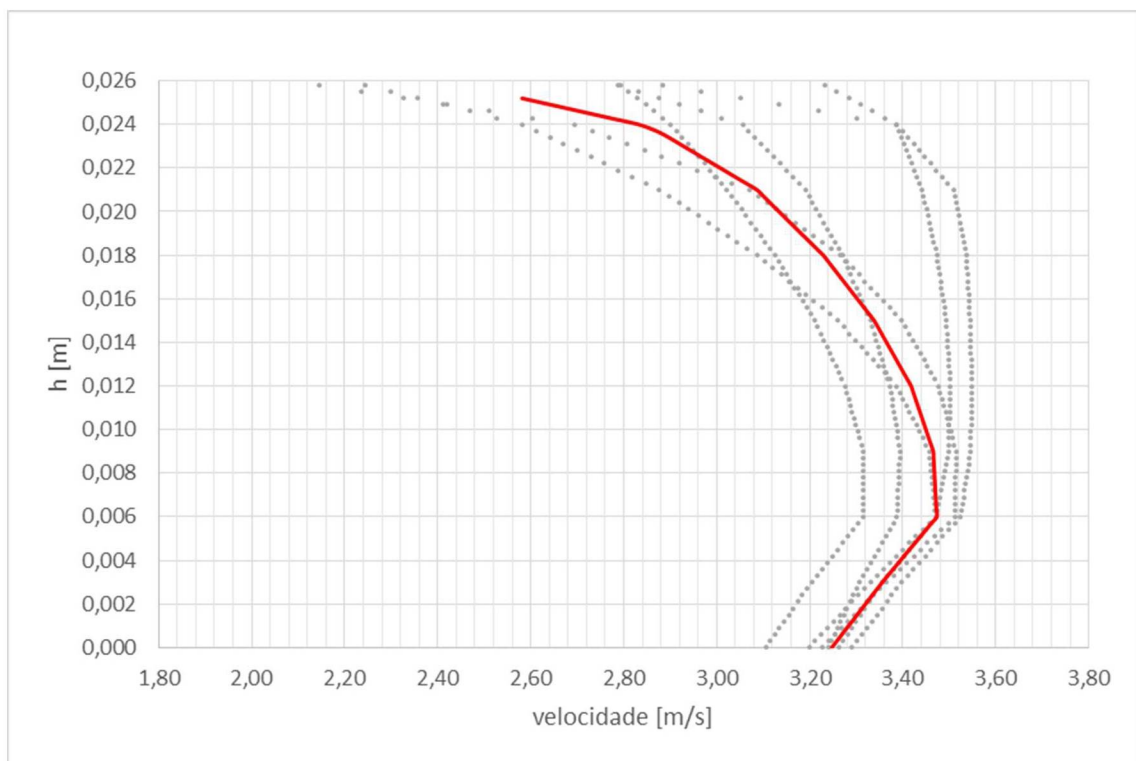
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 7,5$ - malha 5mm



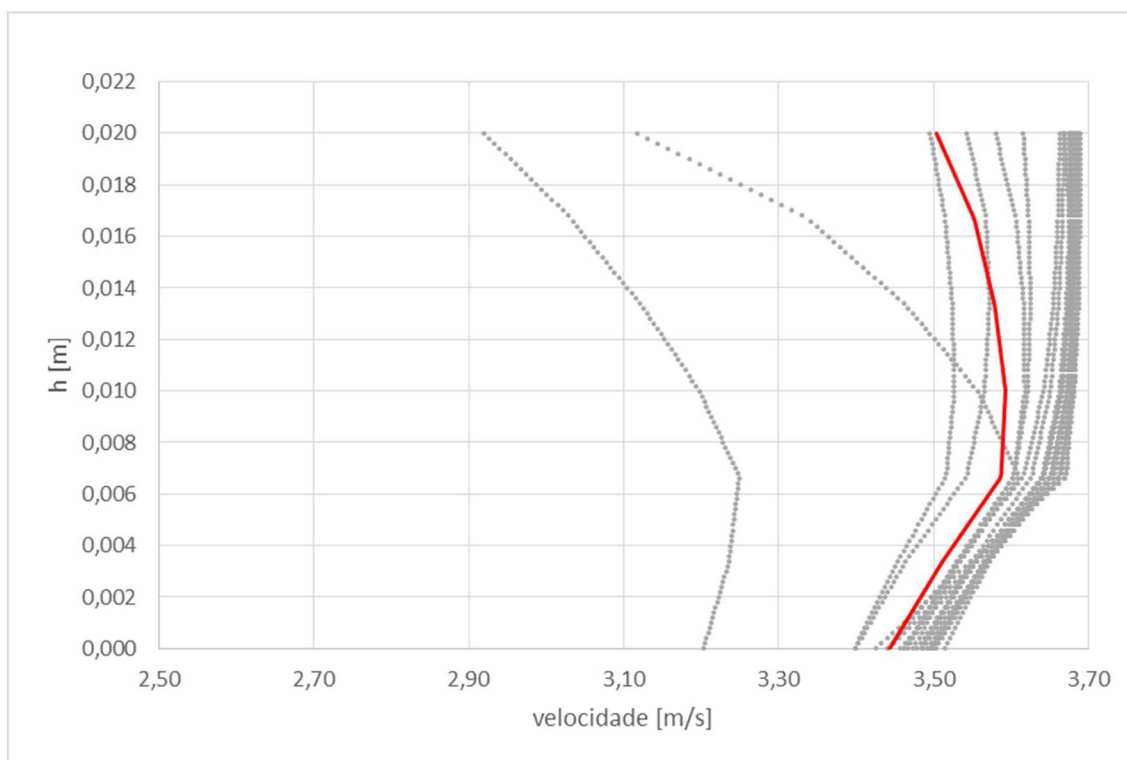
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 7,5$ - malha 3mm



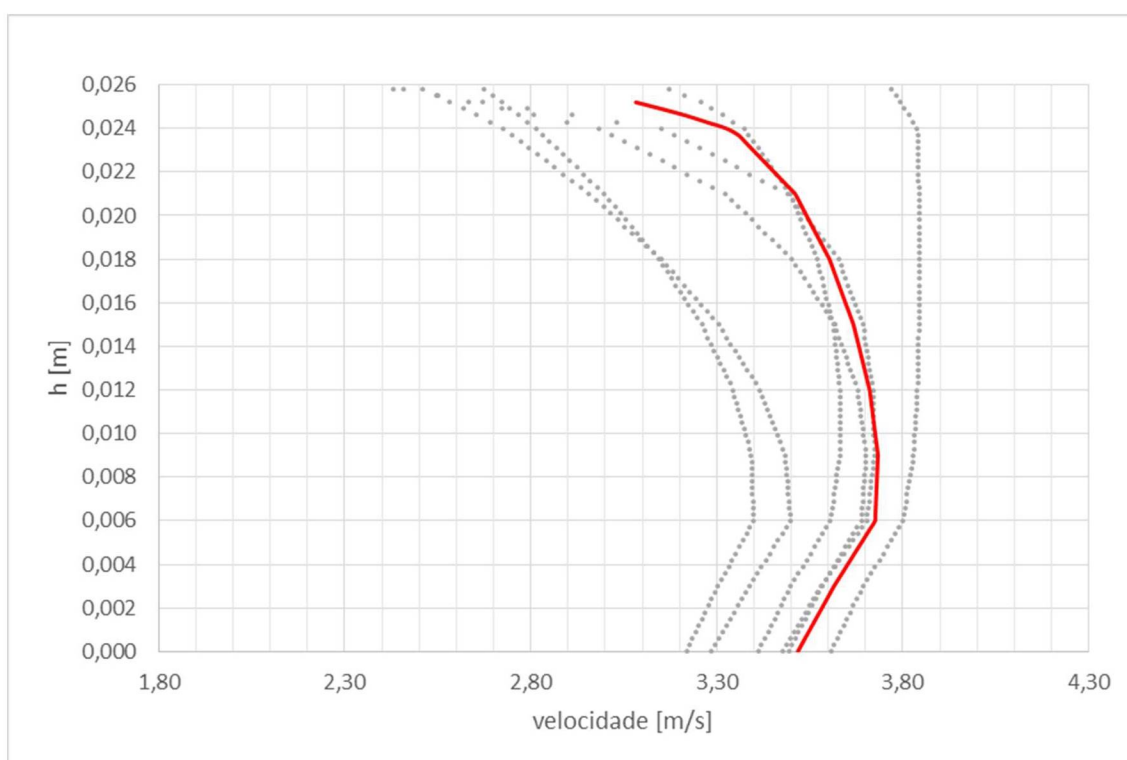
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 8,0$ - malha 5mm



Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 8,0$ - malha 3mm



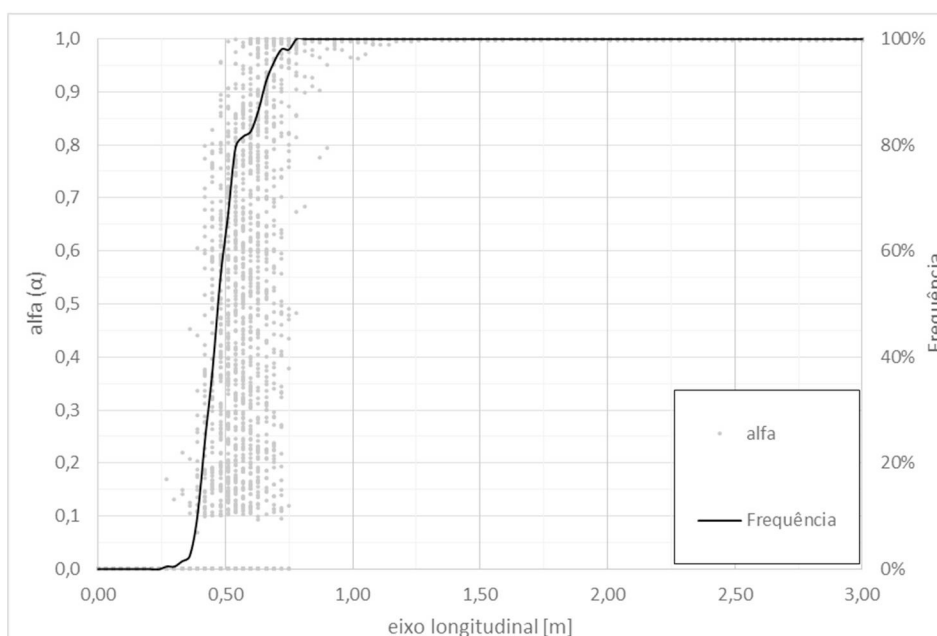
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 8,5$ - malha 5mm



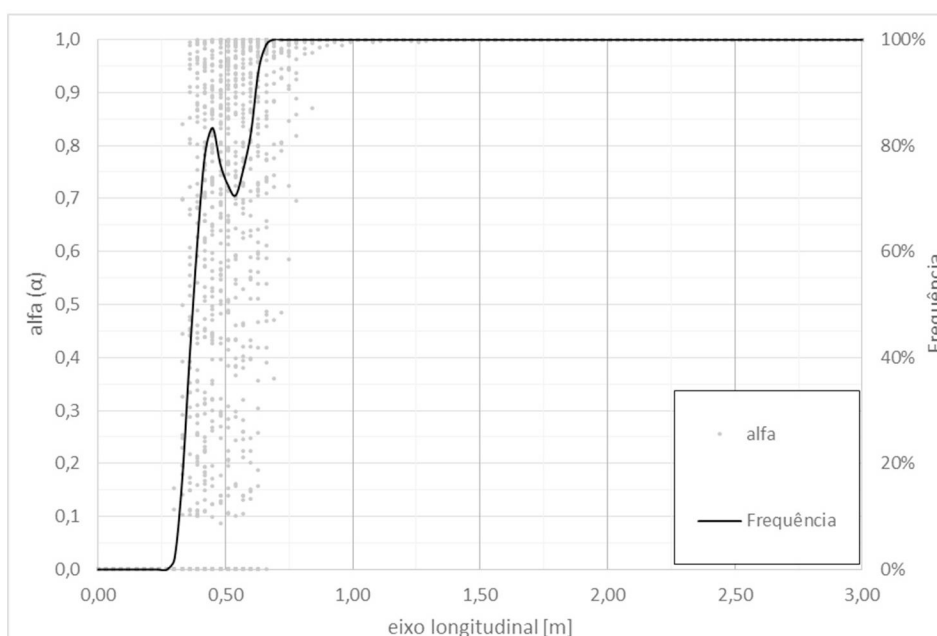
Perfis de velocidades no início do ressalto hidráulico. $x = 0,40\text{m}$ - $Fr = 8,5$ - malha 3mm

APÊNDICE II: POSIÇÃO INICIAL DOS RESSALTOS HIDRÁULICOS

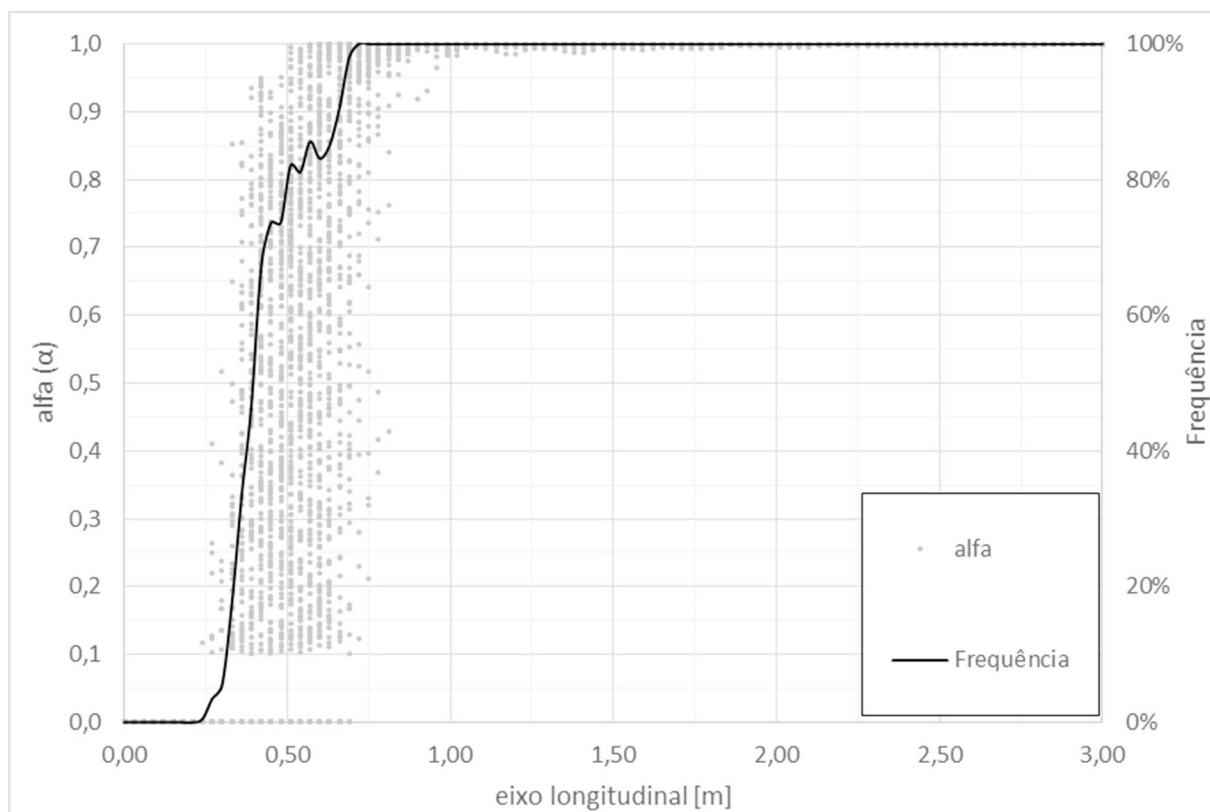
Neste apêndice, são apresentados os valores de α , tomados a uma profundidade de 0,475m do leito do canal, na linha de centro do domínio computacional, para todos os passos de tempo simulados. Em cada instante em que α é diferente de zero, significa que a célula contém uma parcela de água. Assim, foi definido o início do ressalto na posição em que a célula registrou valores de α em pelo menos 70% do tempo total simulado.



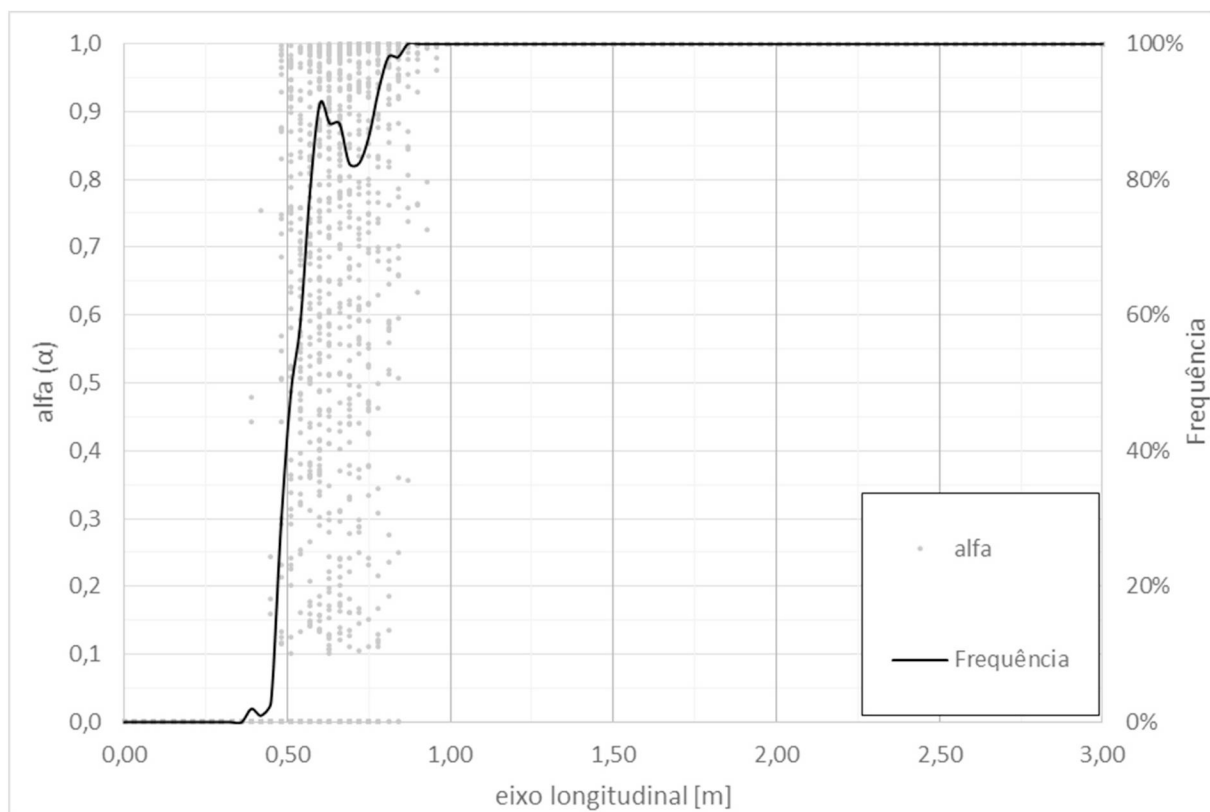
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 4,5$ - malha 5mm



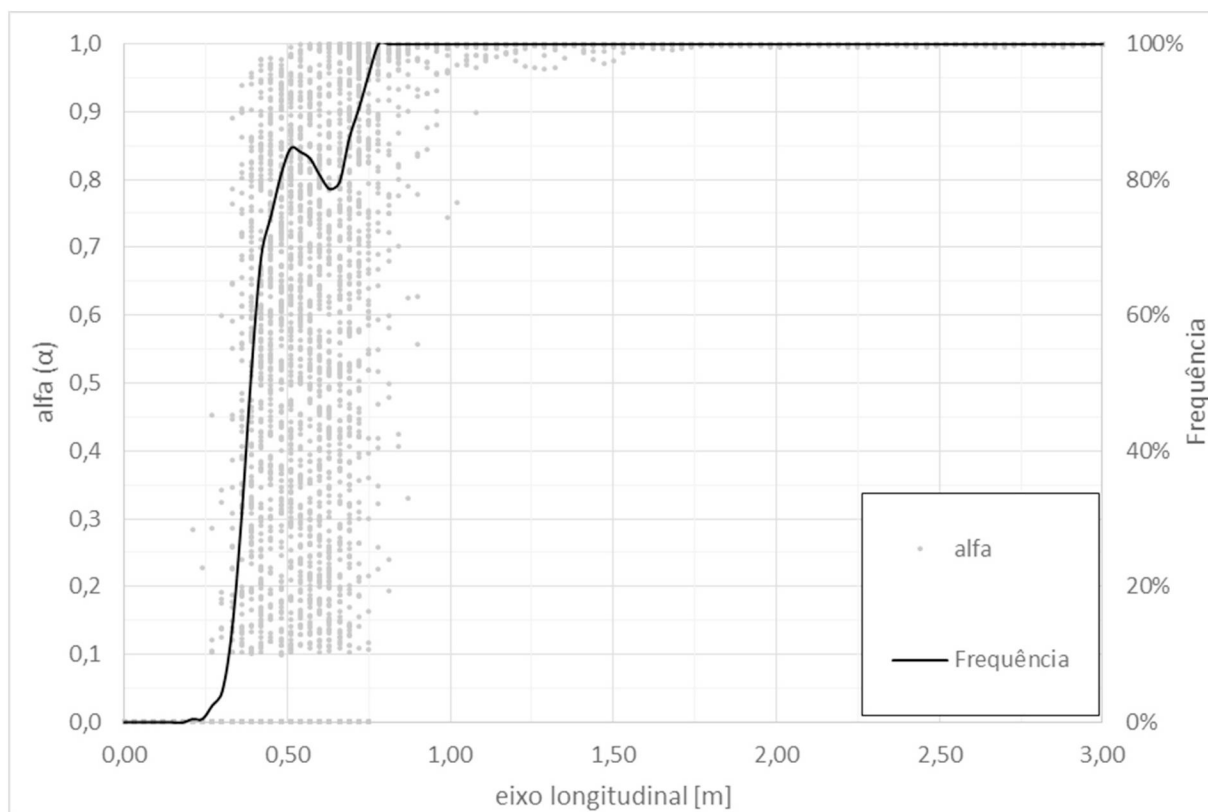
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 4,5$ - malha 3mm



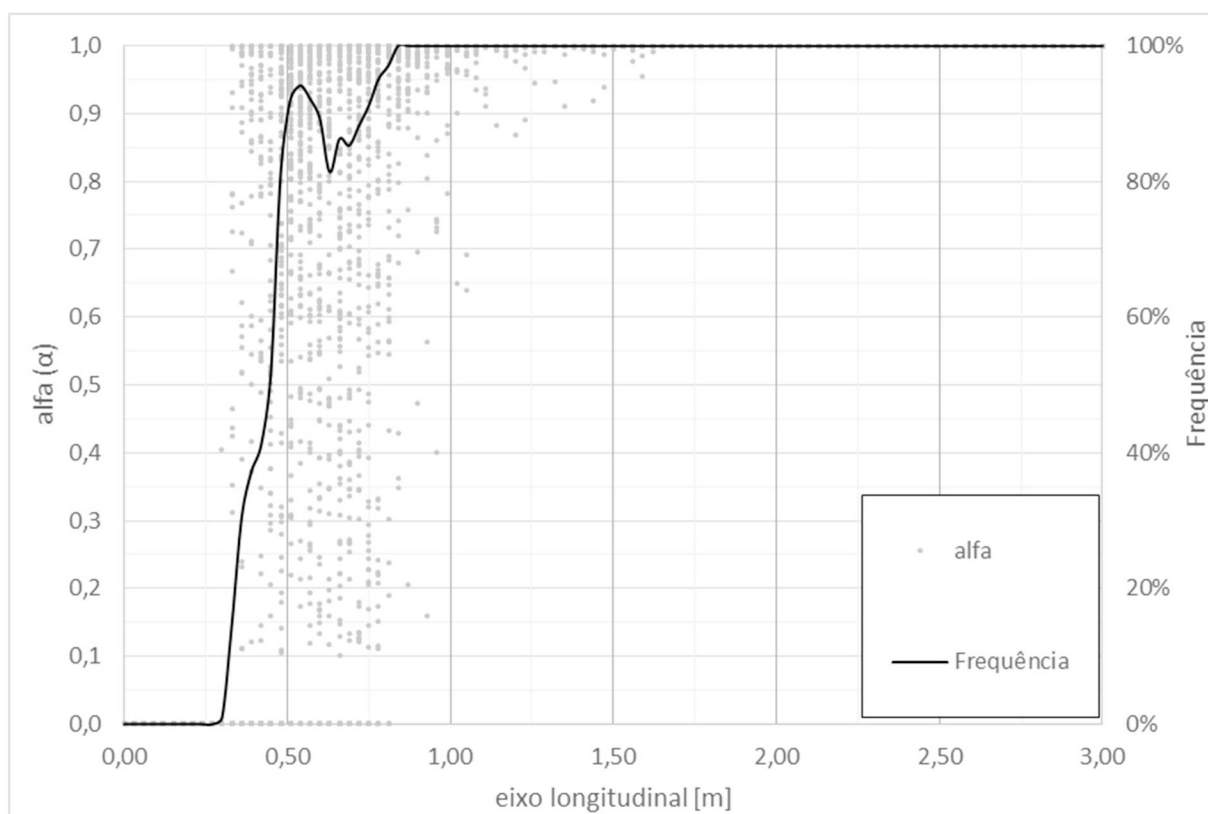
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 5,0$ - malha 5mm



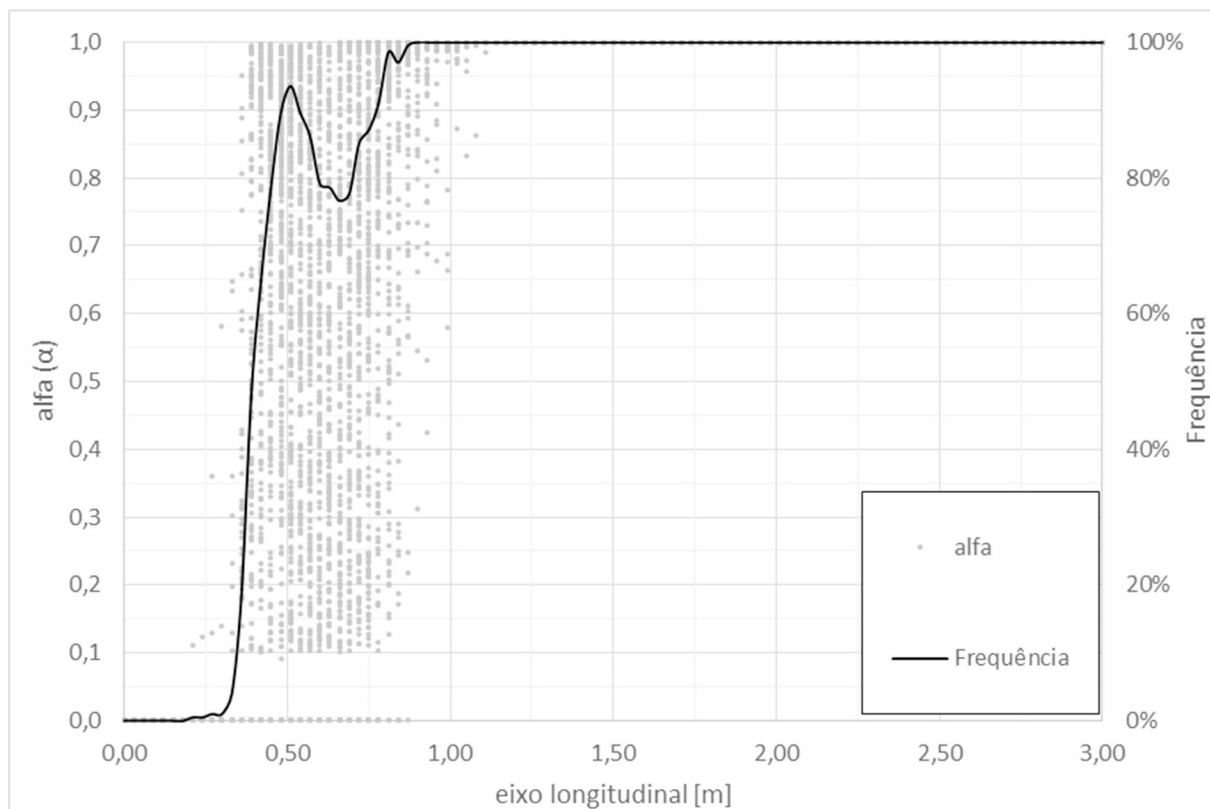
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 5,0$ - malha 3mm



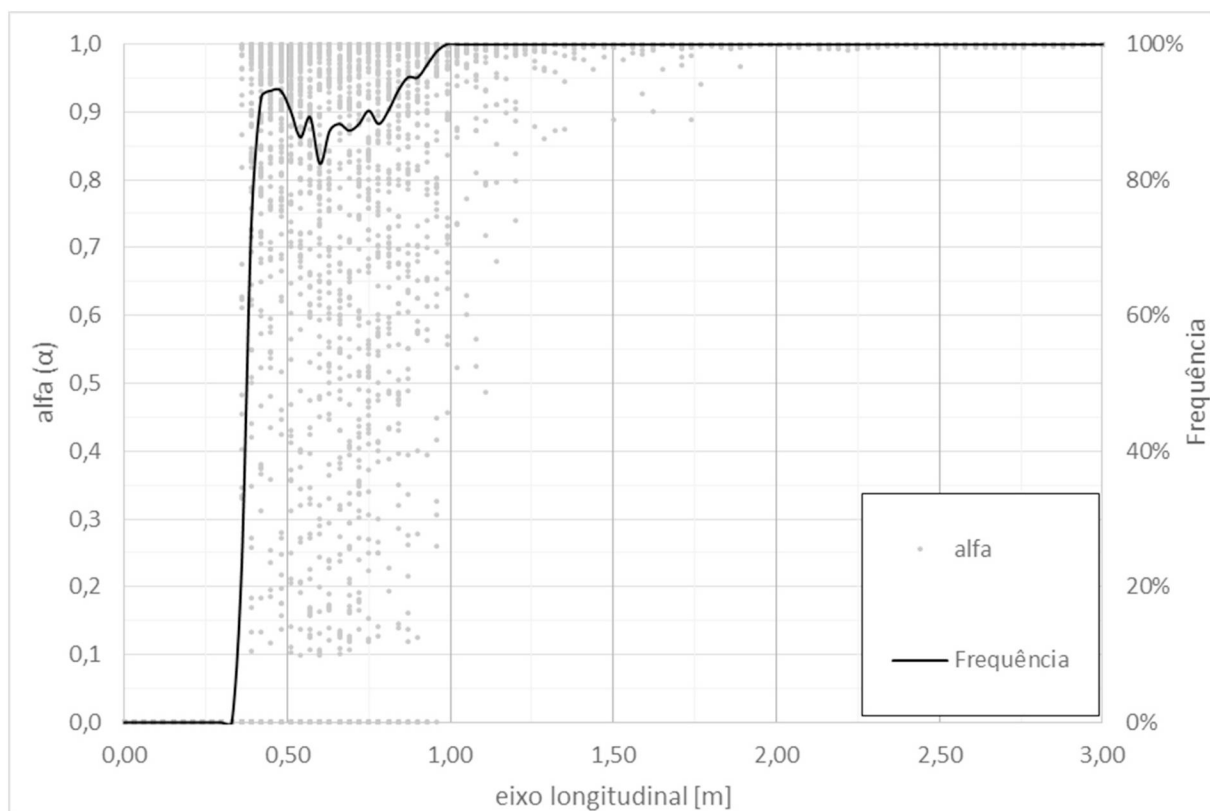
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 5,5$ - malha 5mm



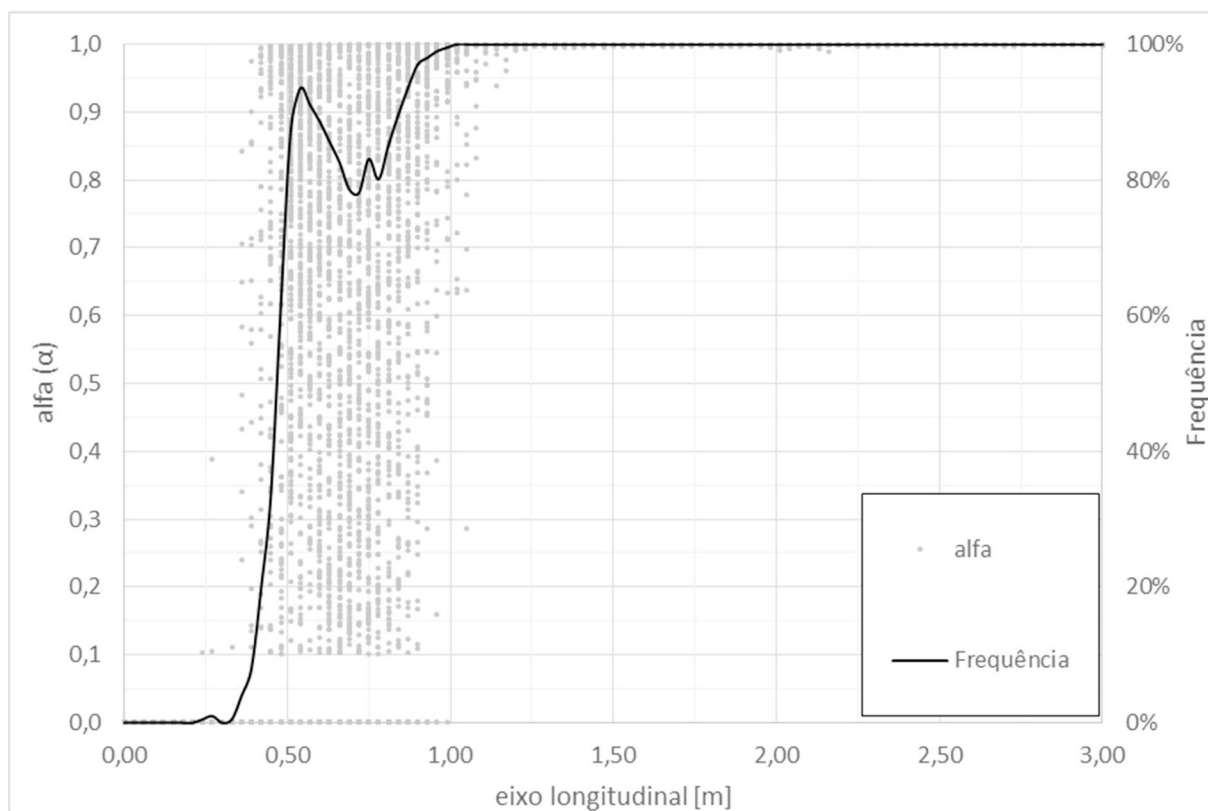
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 5,5$ - malha 3mm



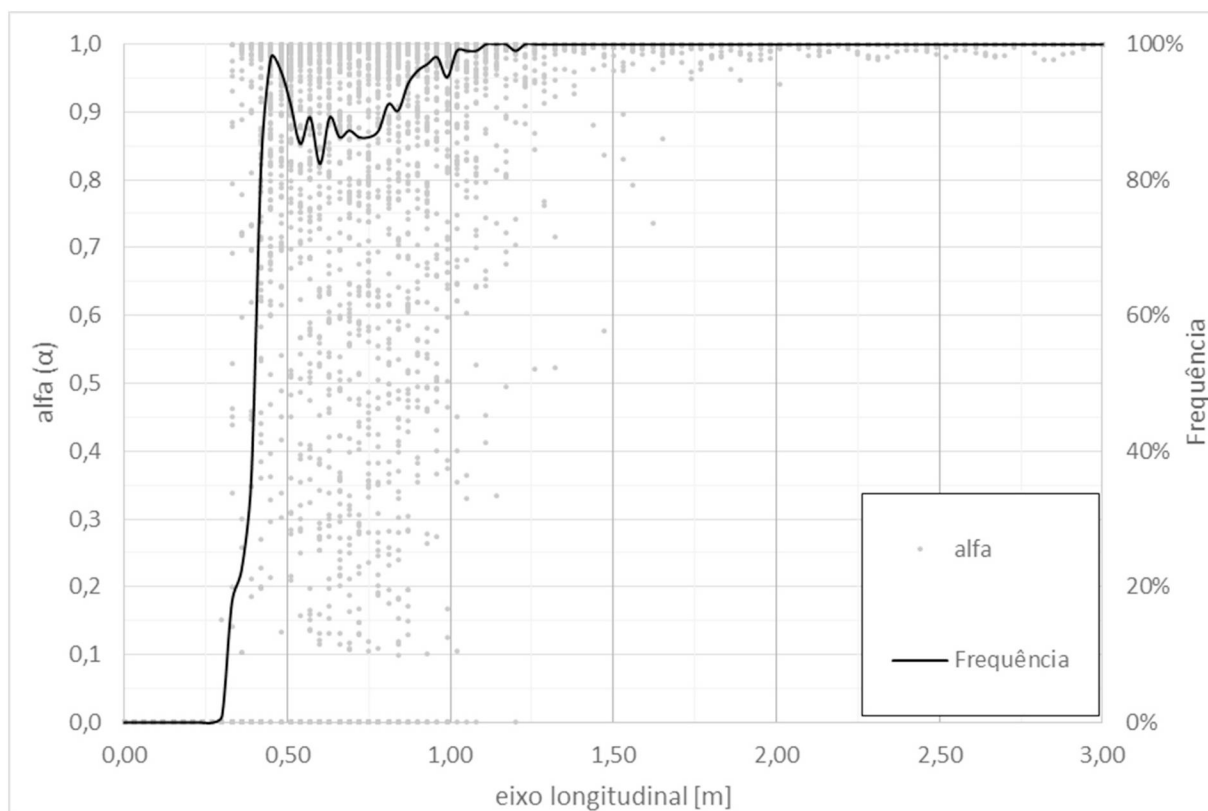
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 6,0$ - malha 5mm



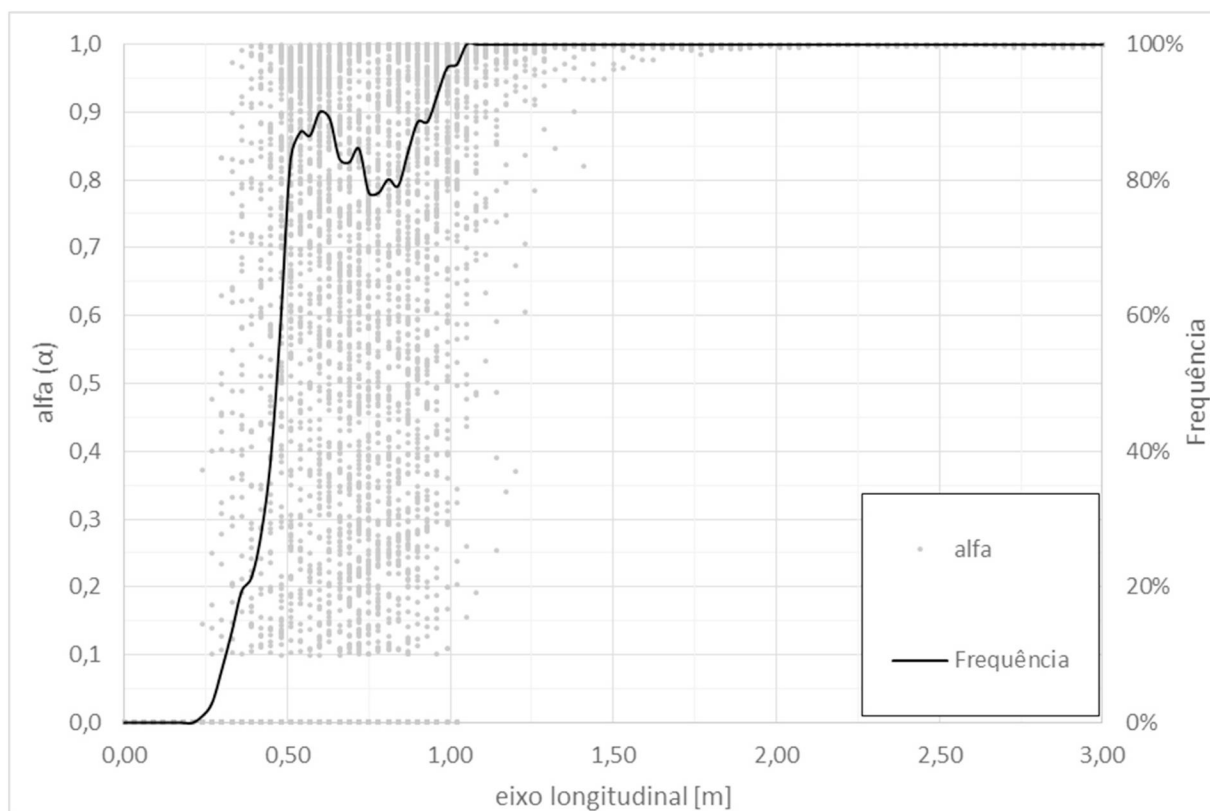
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 6,0$ - malha 3mm



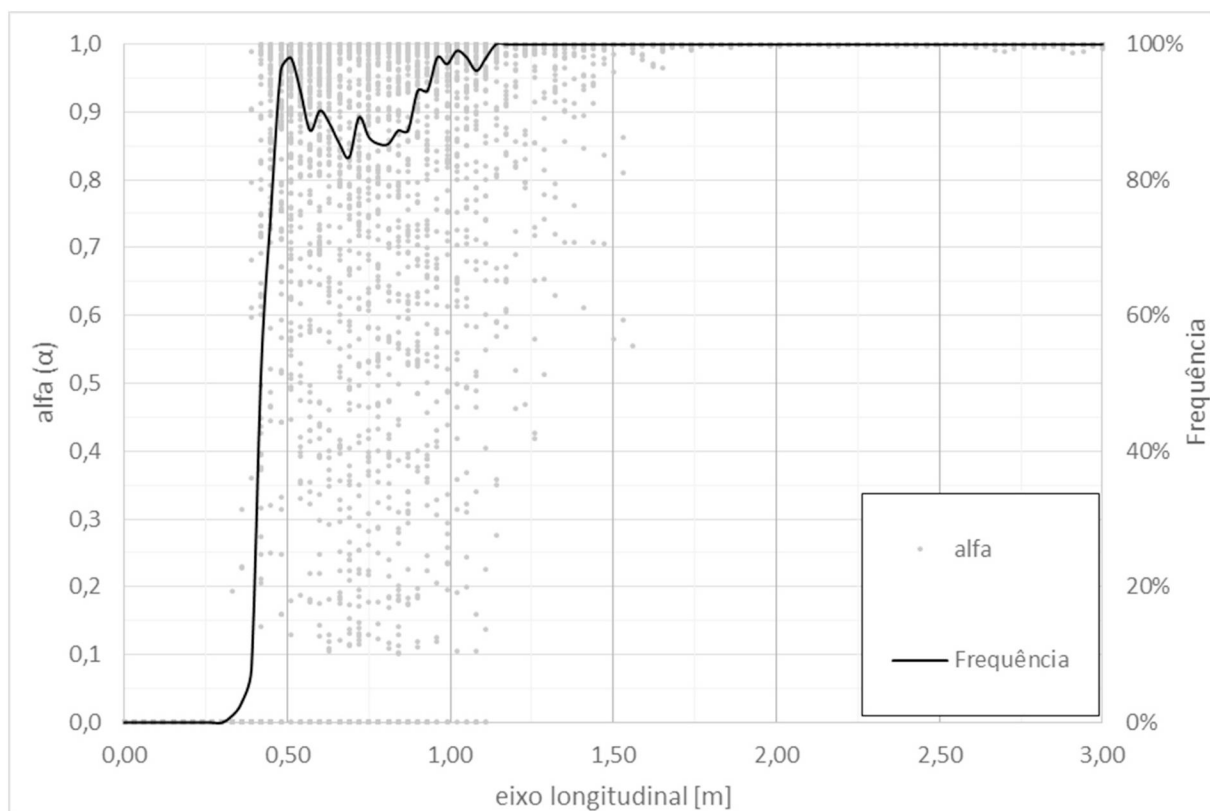
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 6,5$ - malha 5mm



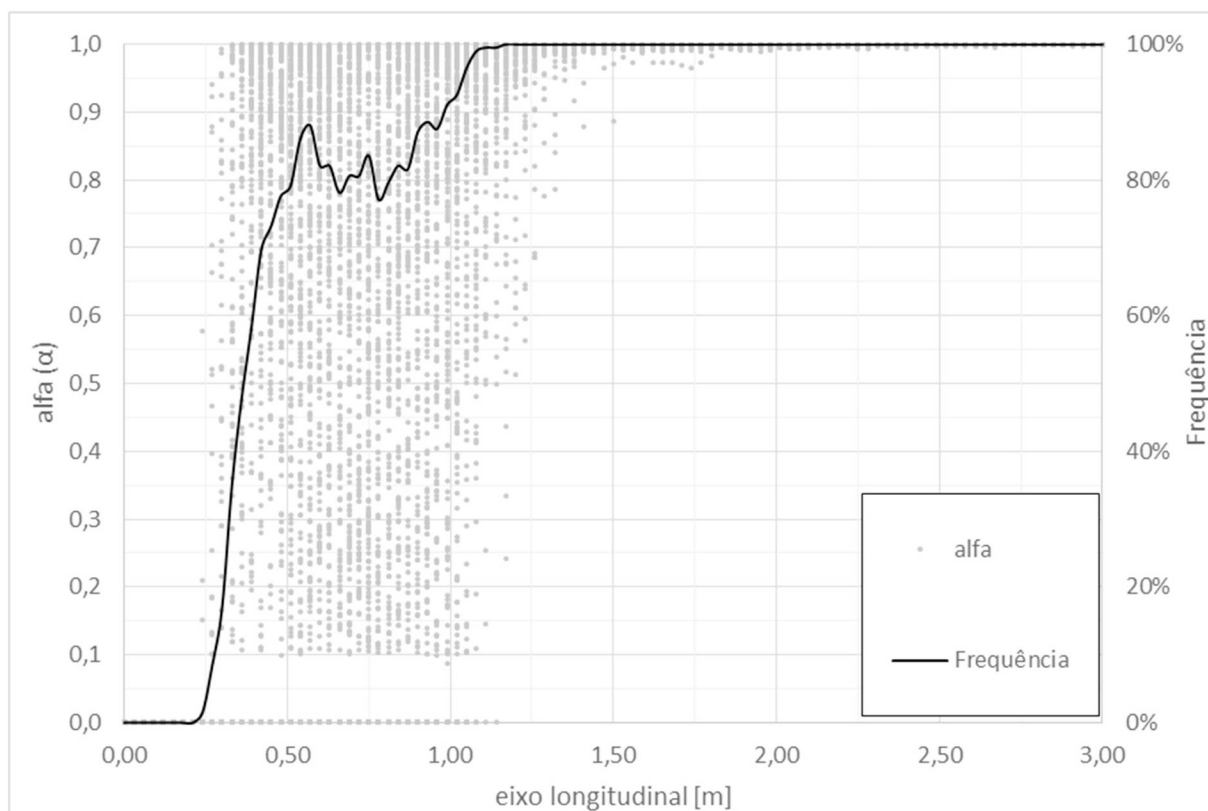
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 6,5$ - malha 3mm



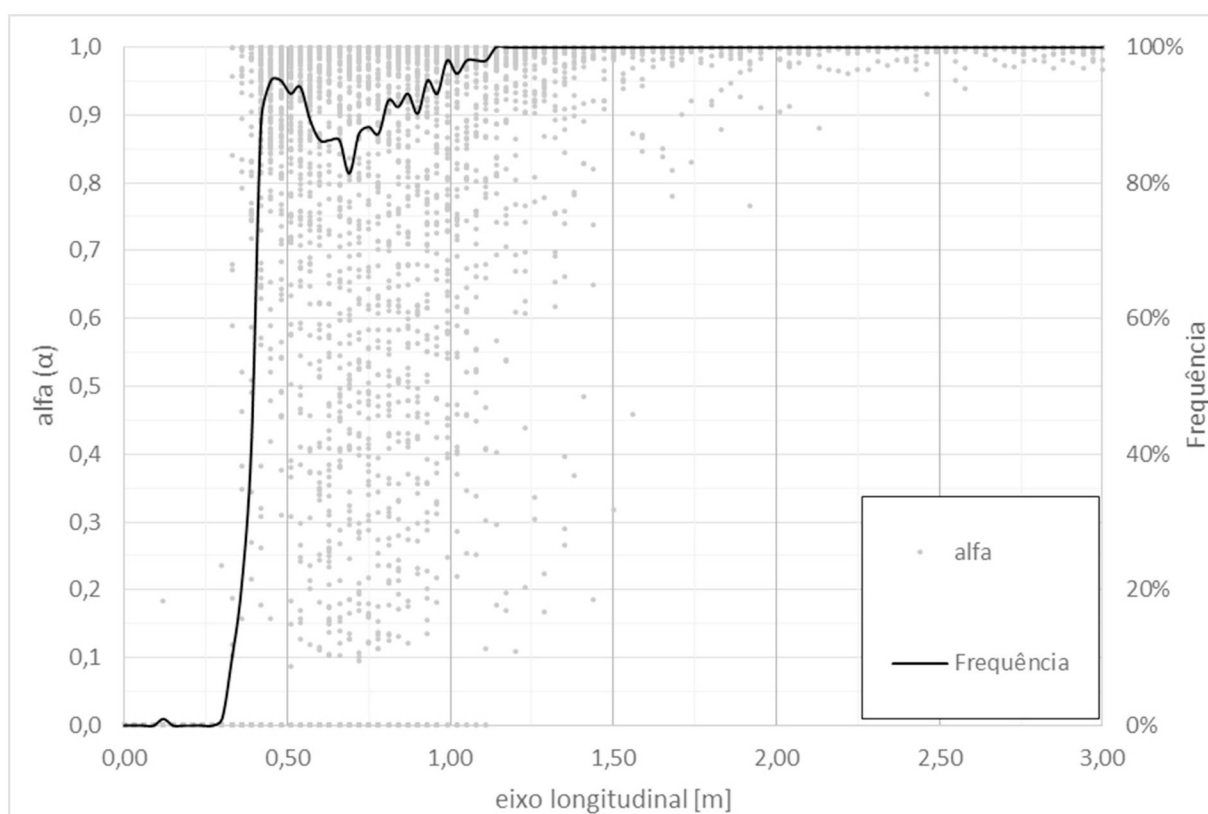
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 7,0$ - malha 5mm



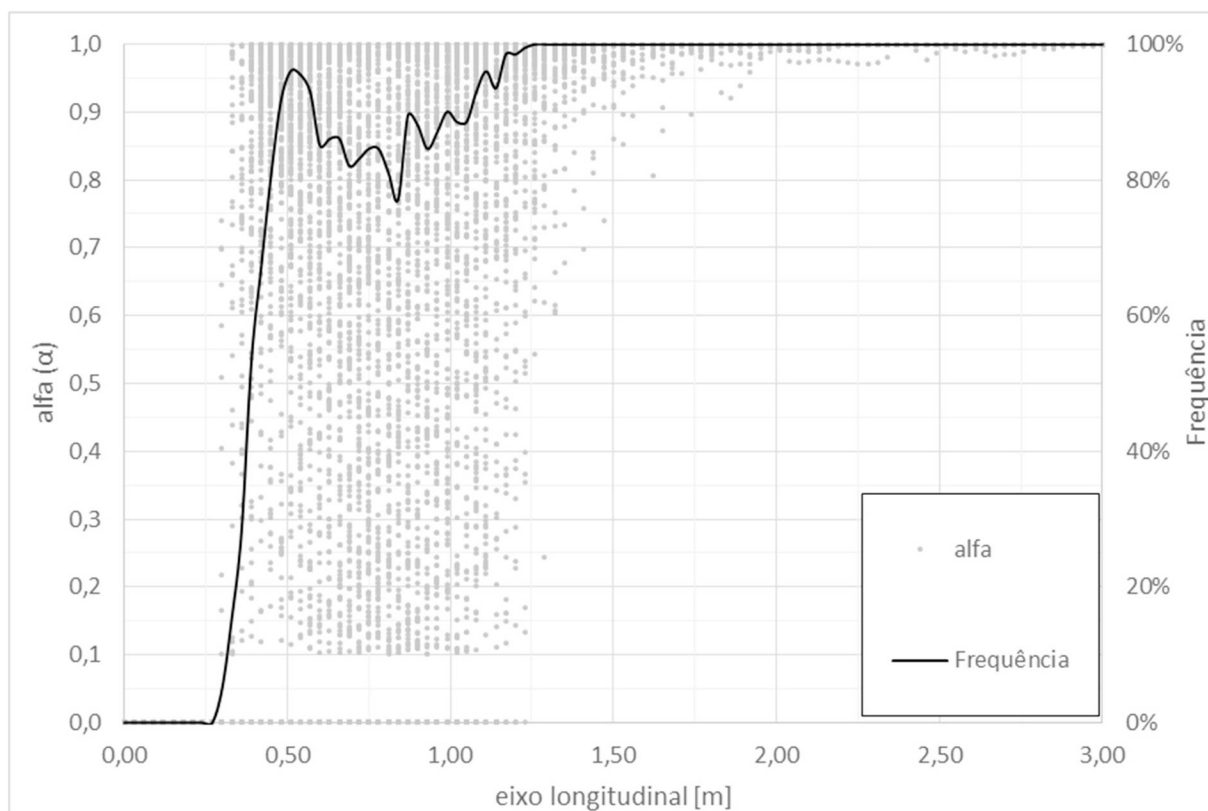
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 7,0$ - malha 3mm



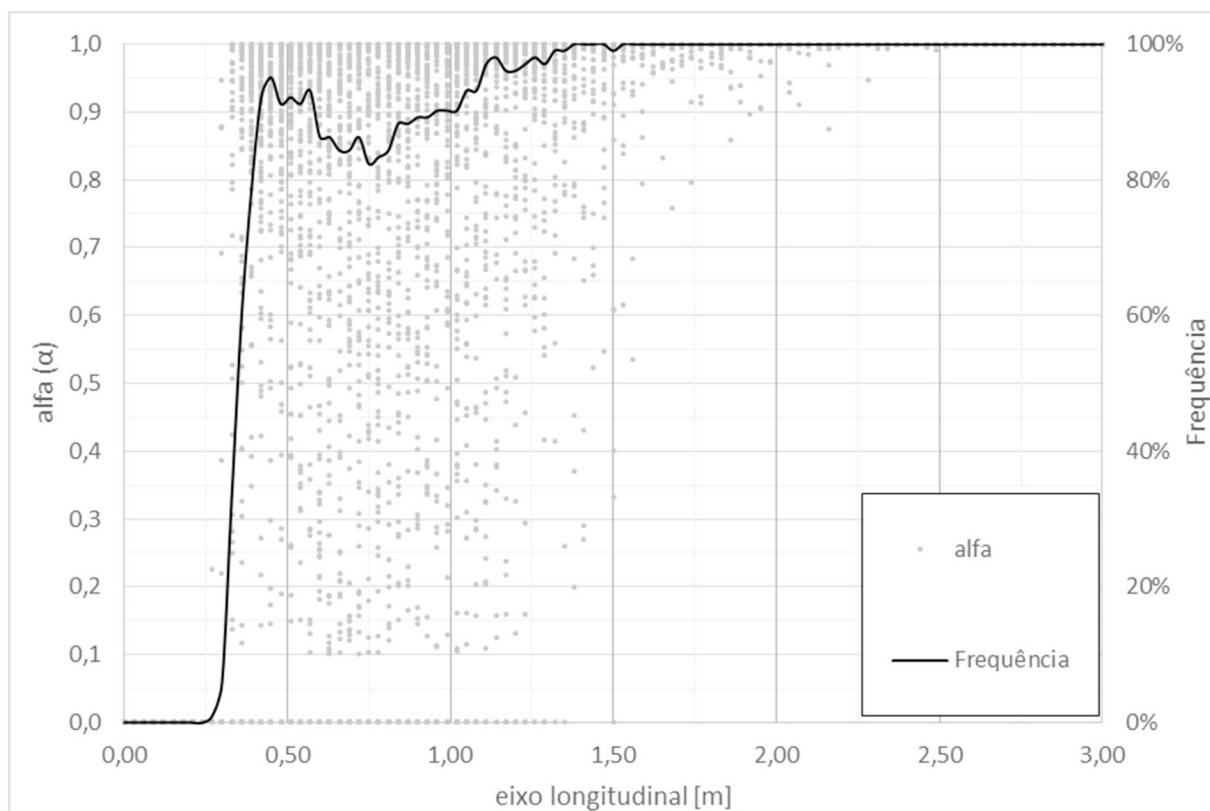
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 7,5$ - malha 5mm



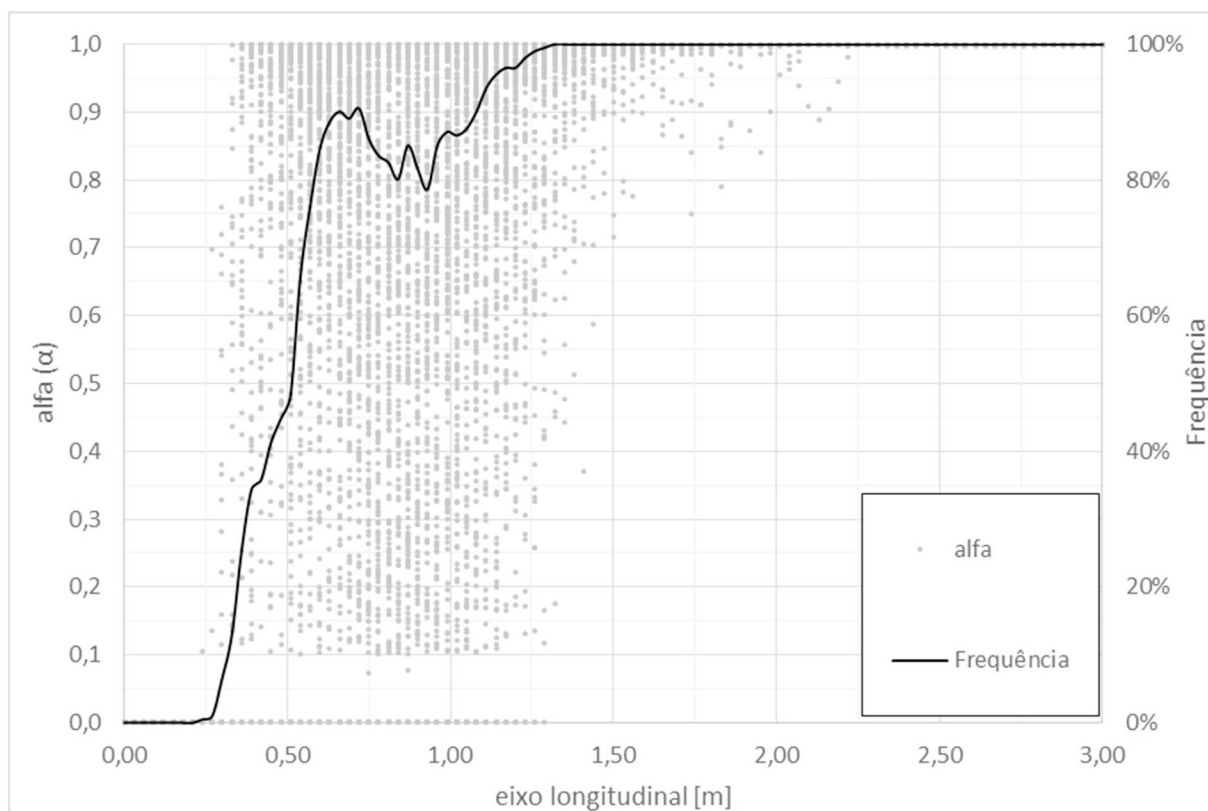
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 7,5$ - malha 3mm



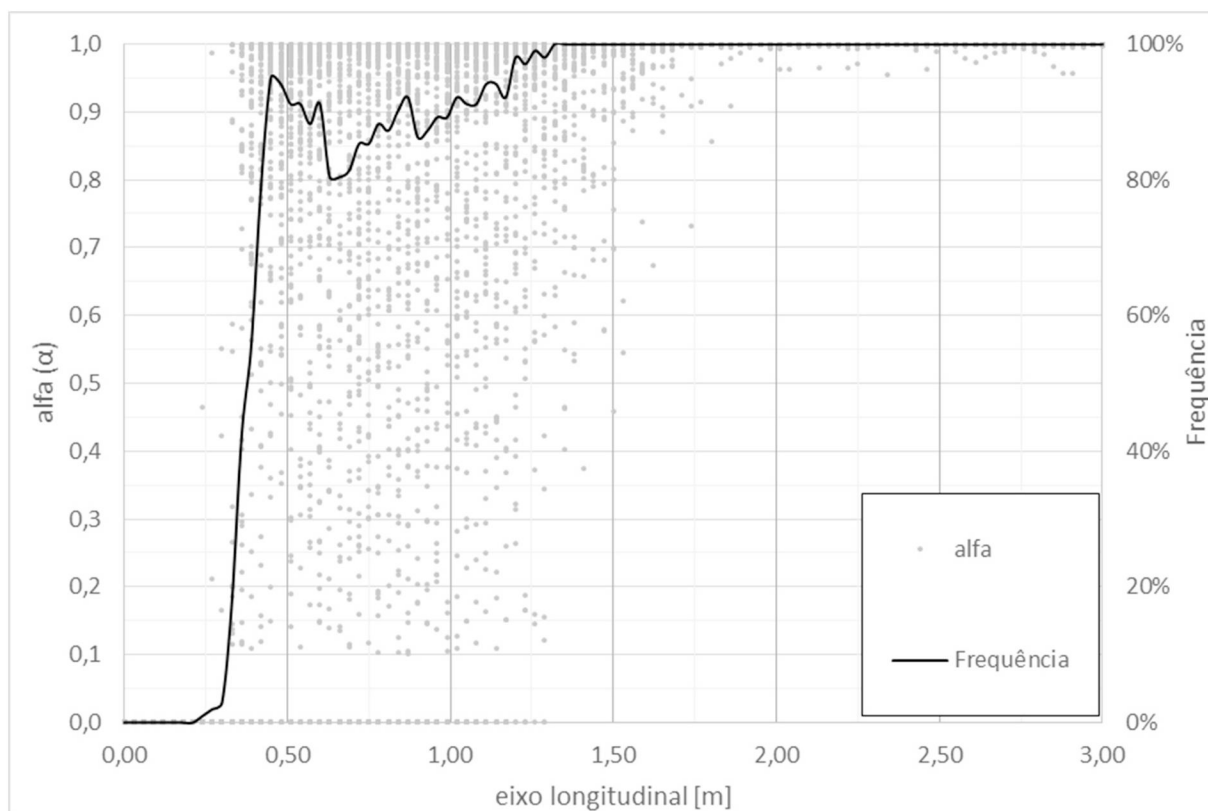
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 8,0$ - malha 5mm



Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 8,0$ - malha 3mm



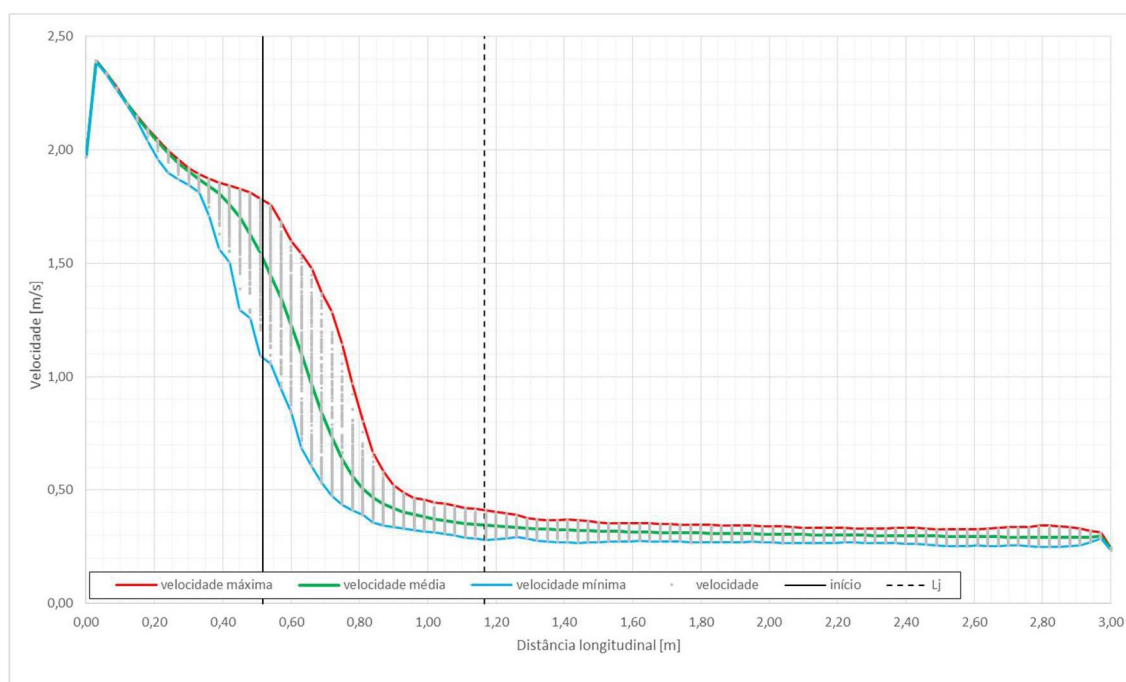
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 8,5$ - malha 5mm



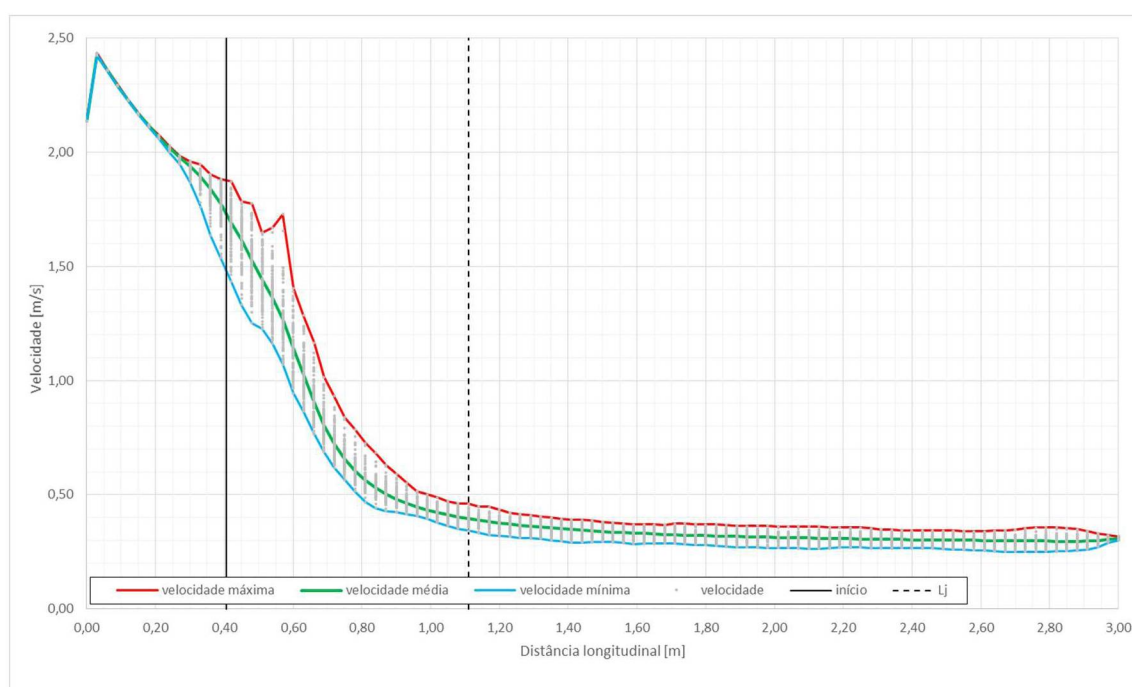
Distribuição de α na profundidade $y = 0,475\text{m}$ - $Fr = 8,5$ - malha 3mm

APÊNDICE III: VELOCIDADES MÉDIAS

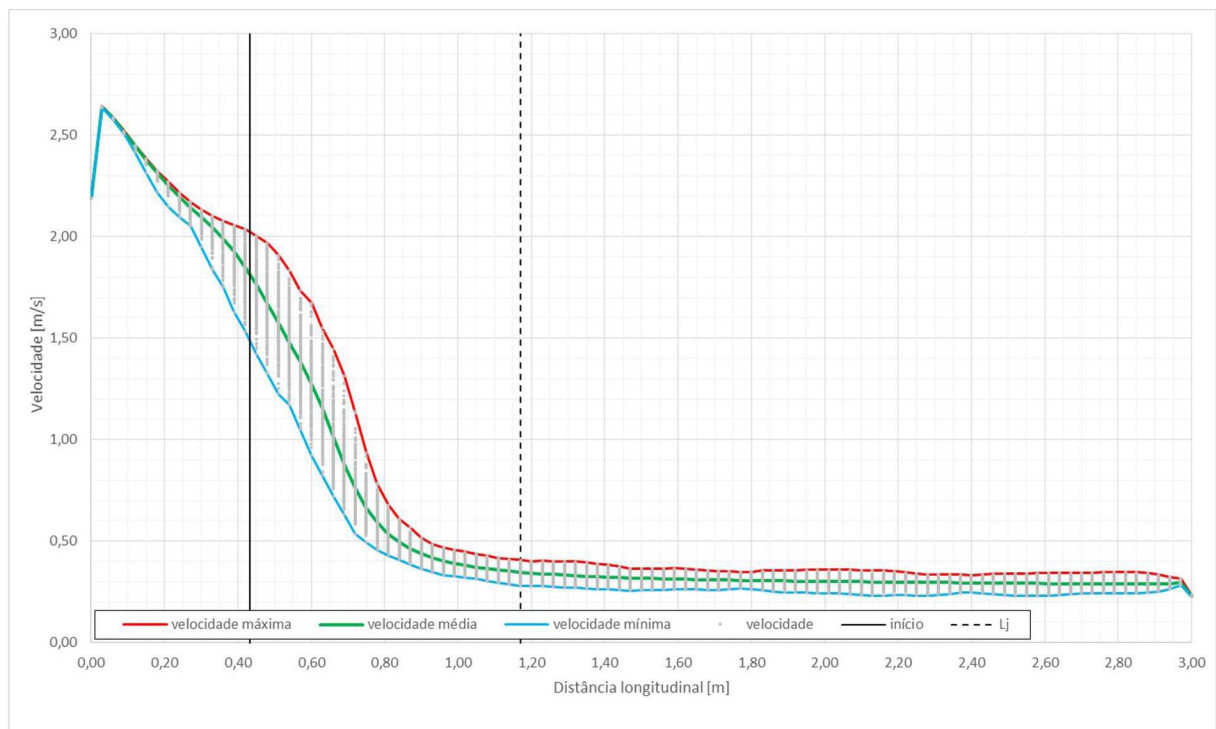
Neste apêndice, são apresentados os resultados das velocidades médias tomadas a 1,5mm do leito, equivalente ao centro do tubo de Pitot de 3mm, na linha de centro do domínio computacional.



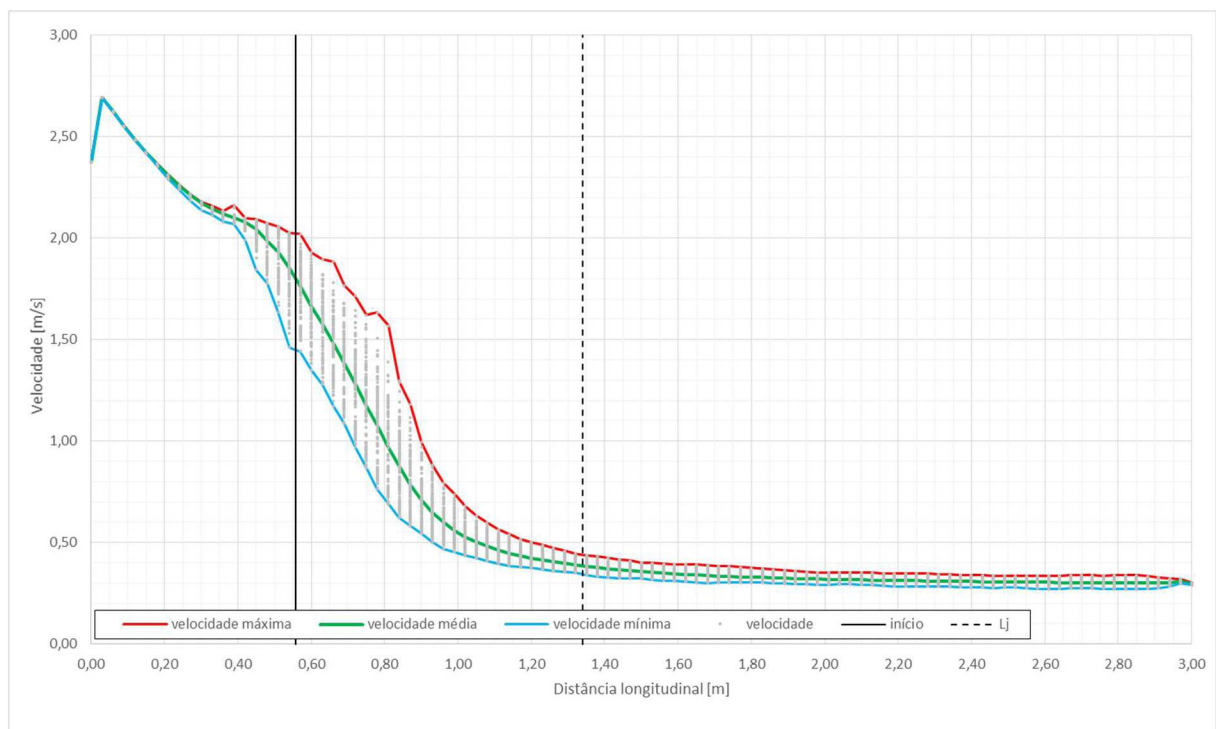
**Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5 \text{ mm}$
 $Fr = 4,5$ - malha 5mm**



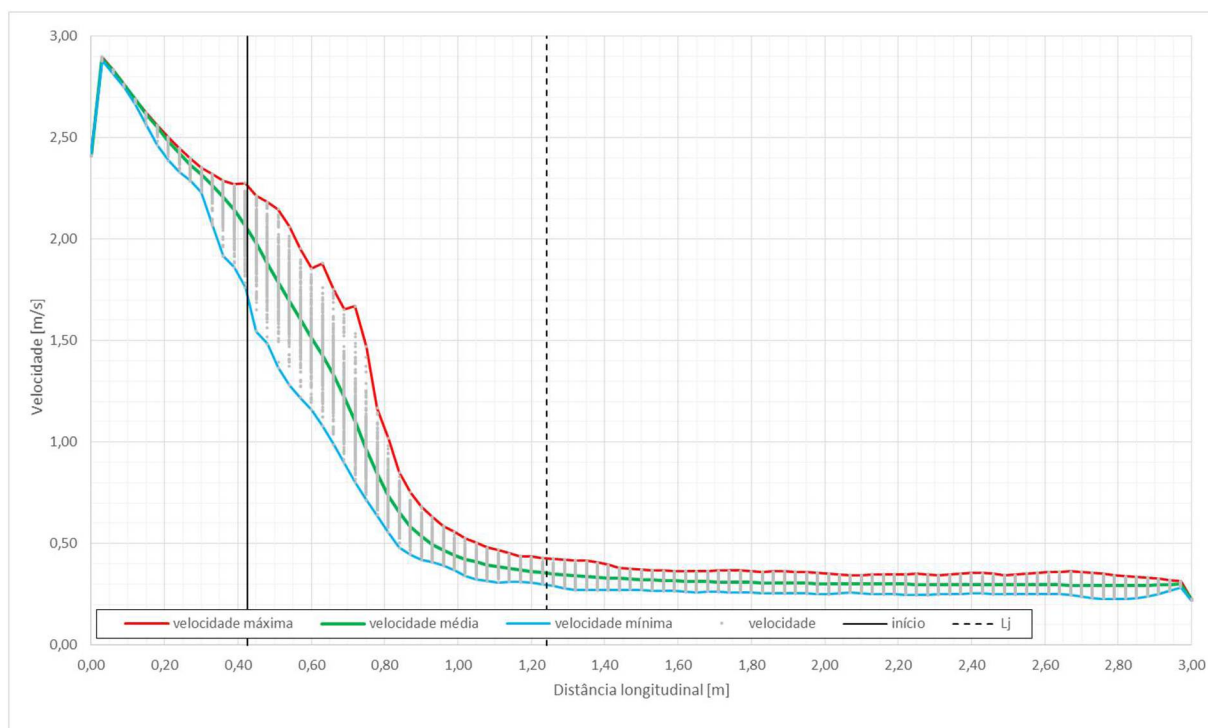
**Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5 \text{ mm}$
 $Fr = 4,5$ - malha 3mm**



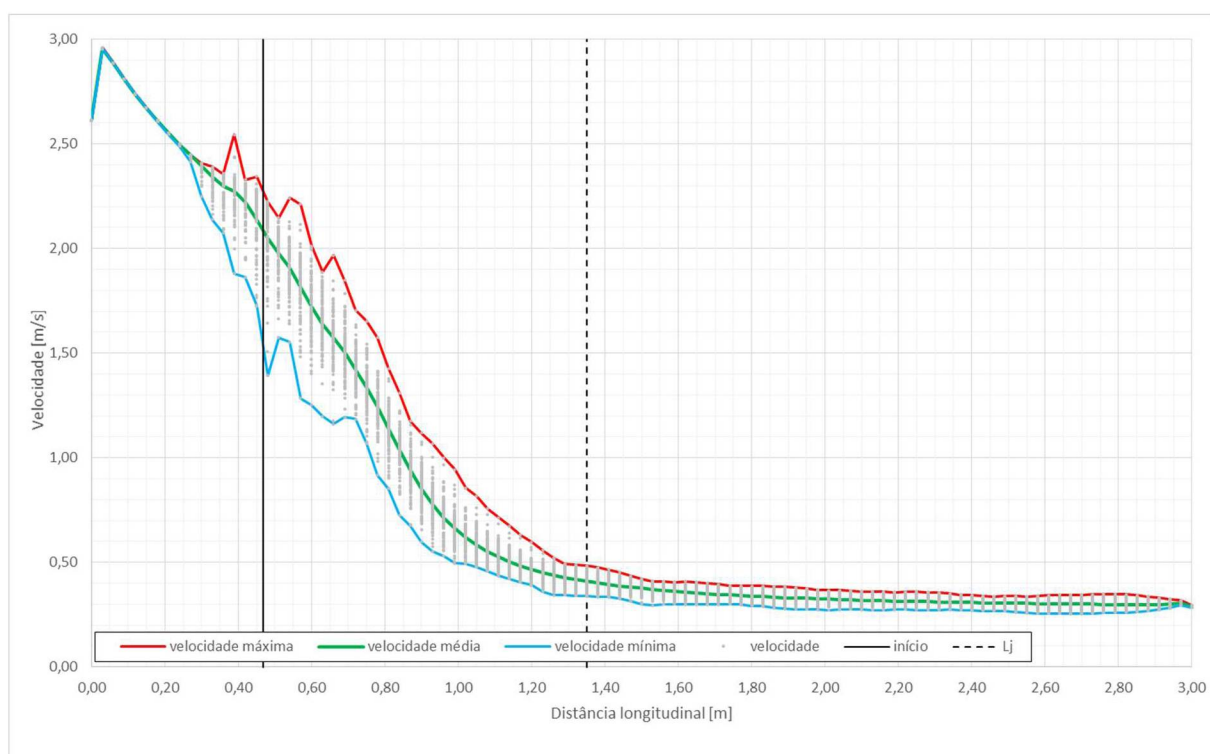
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 5,0$ - malha 5mm



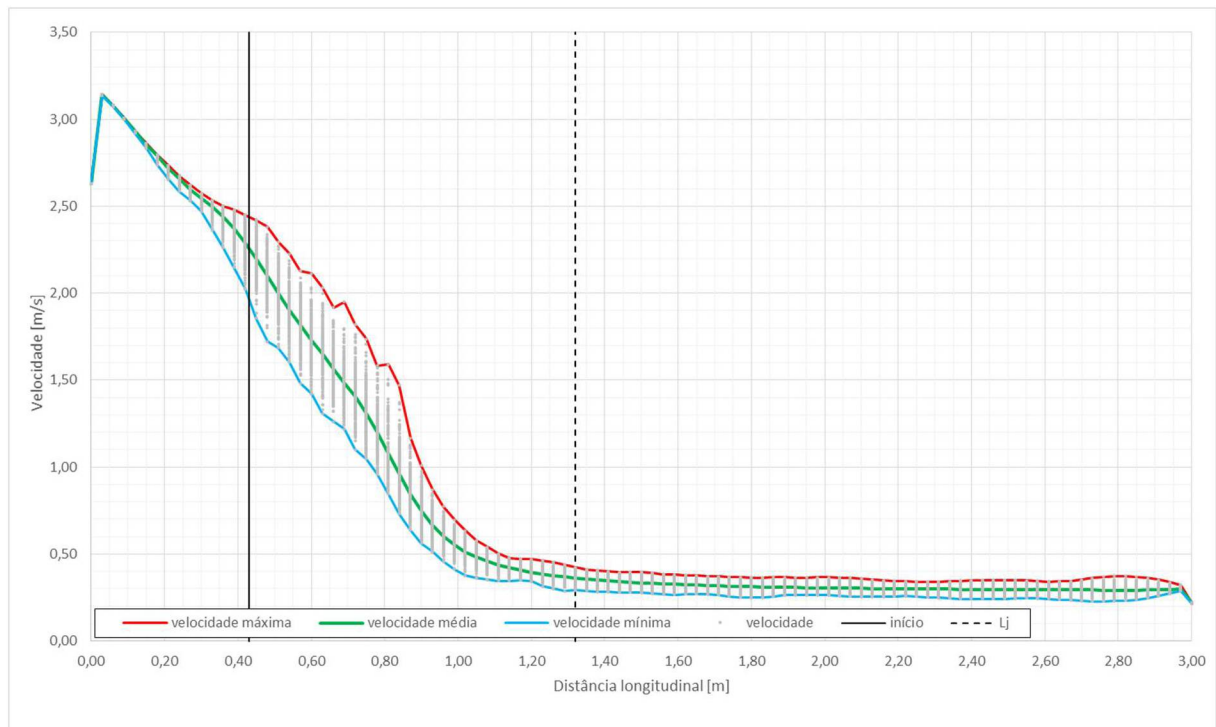
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 5,0$ - malha 3mm



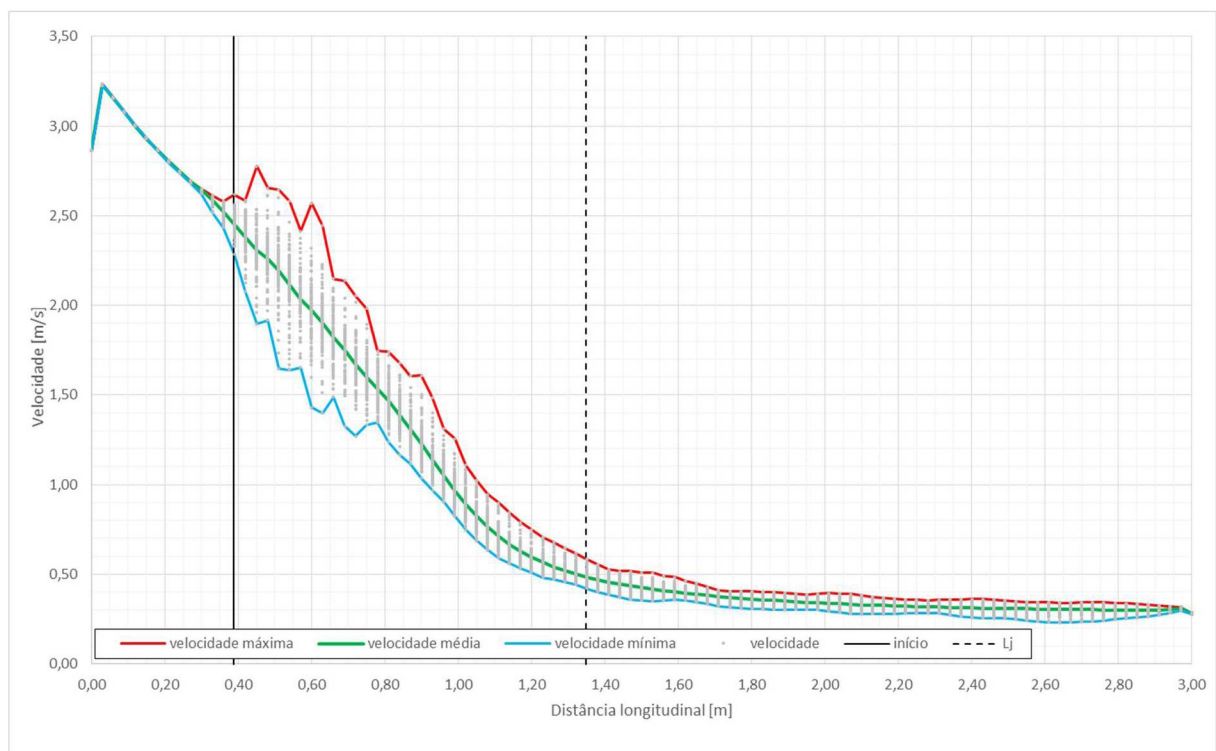
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 5,5$ - malha 5mm



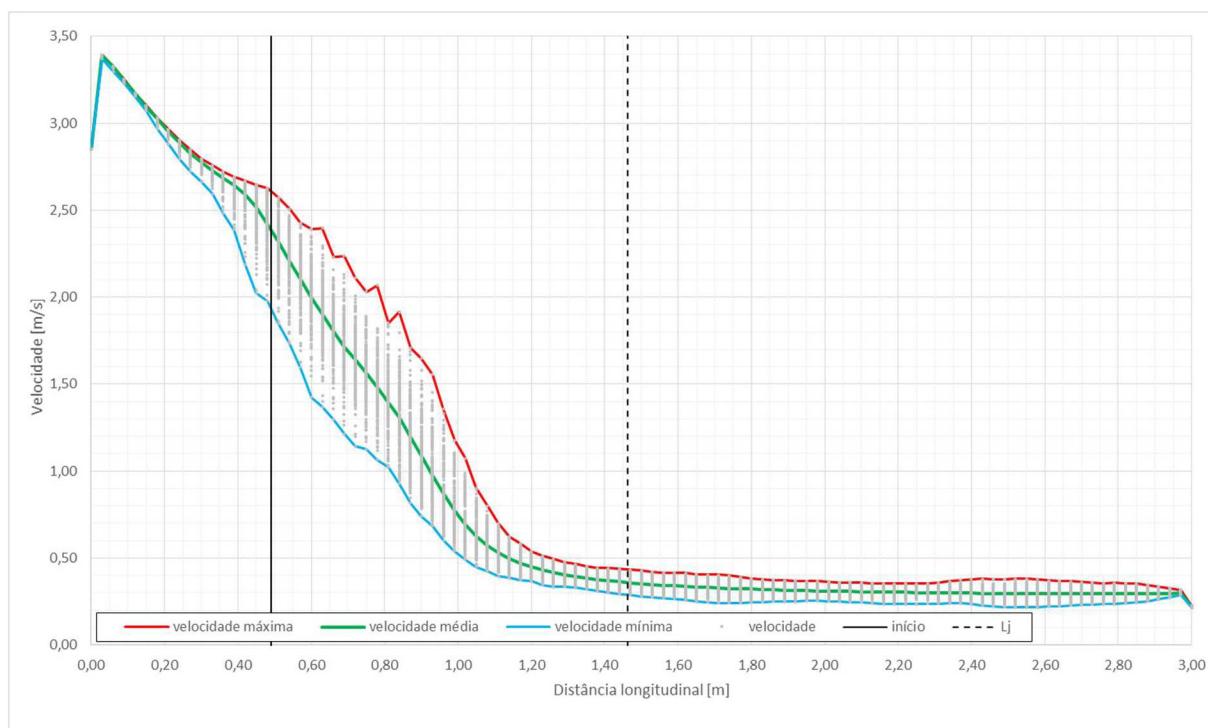
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 5,5$ - malha 3mm



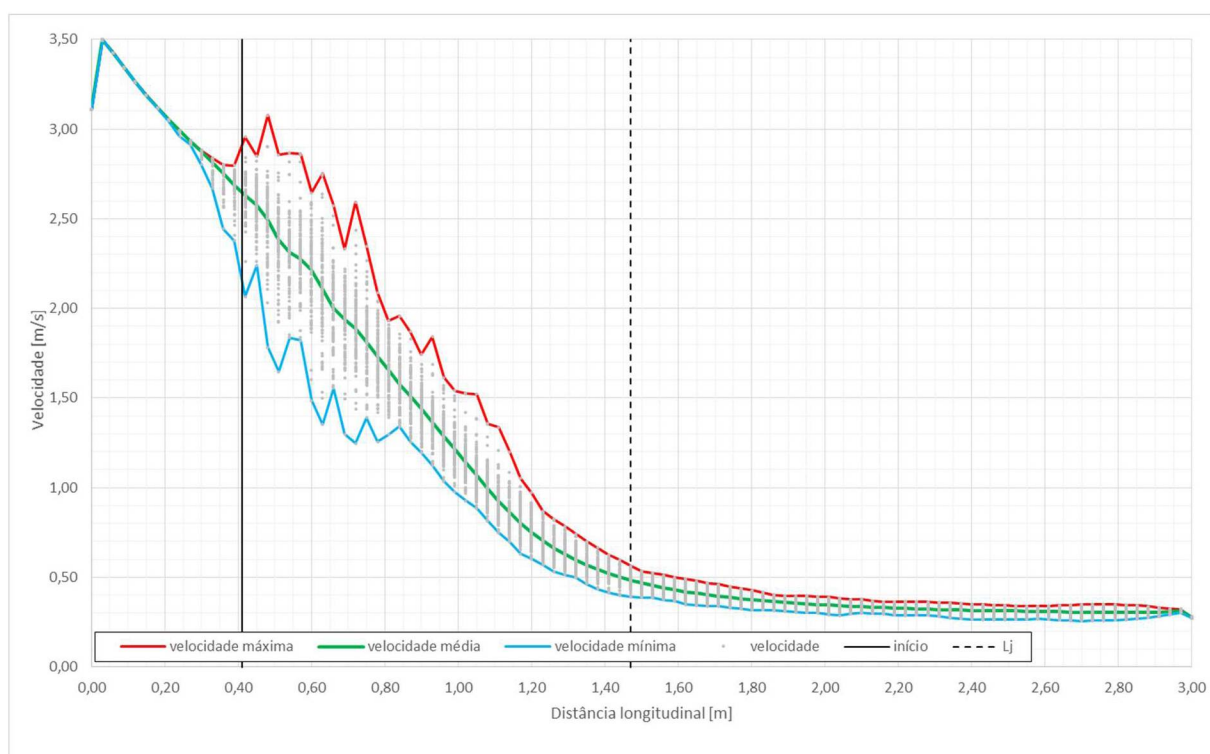
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 6,0$ - malha 5mm



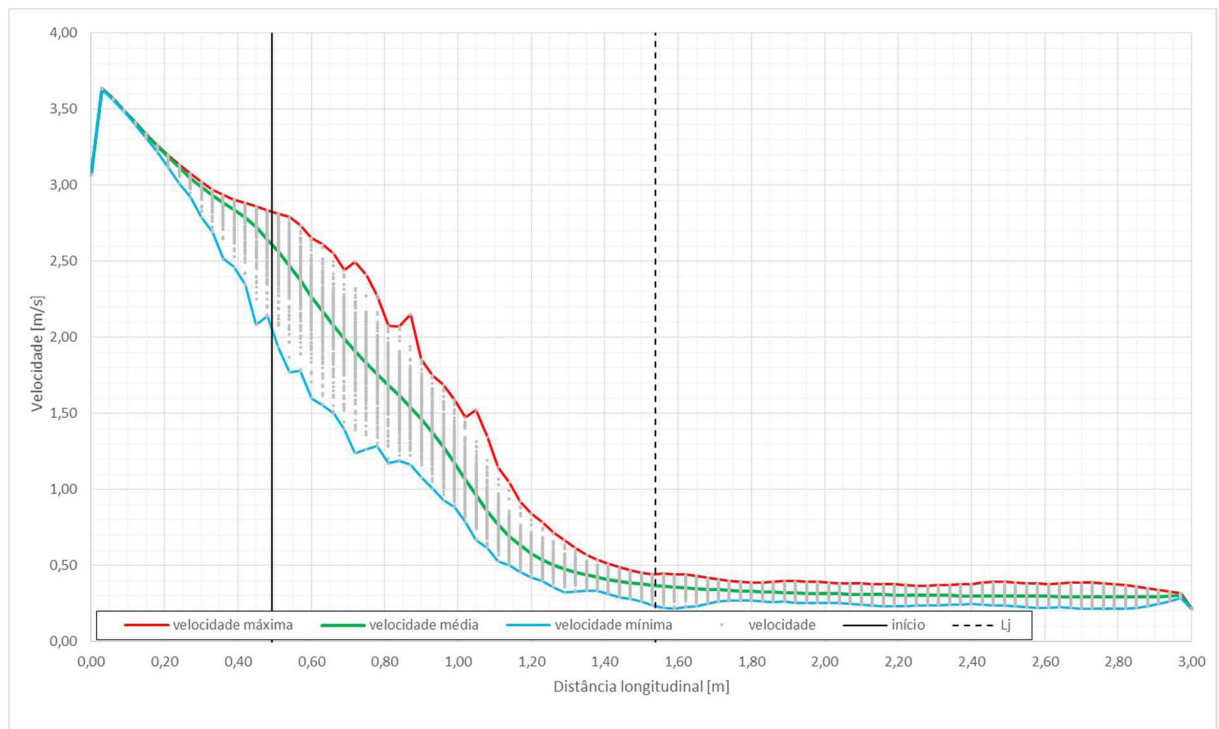
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 6,0$ - malha 3mm



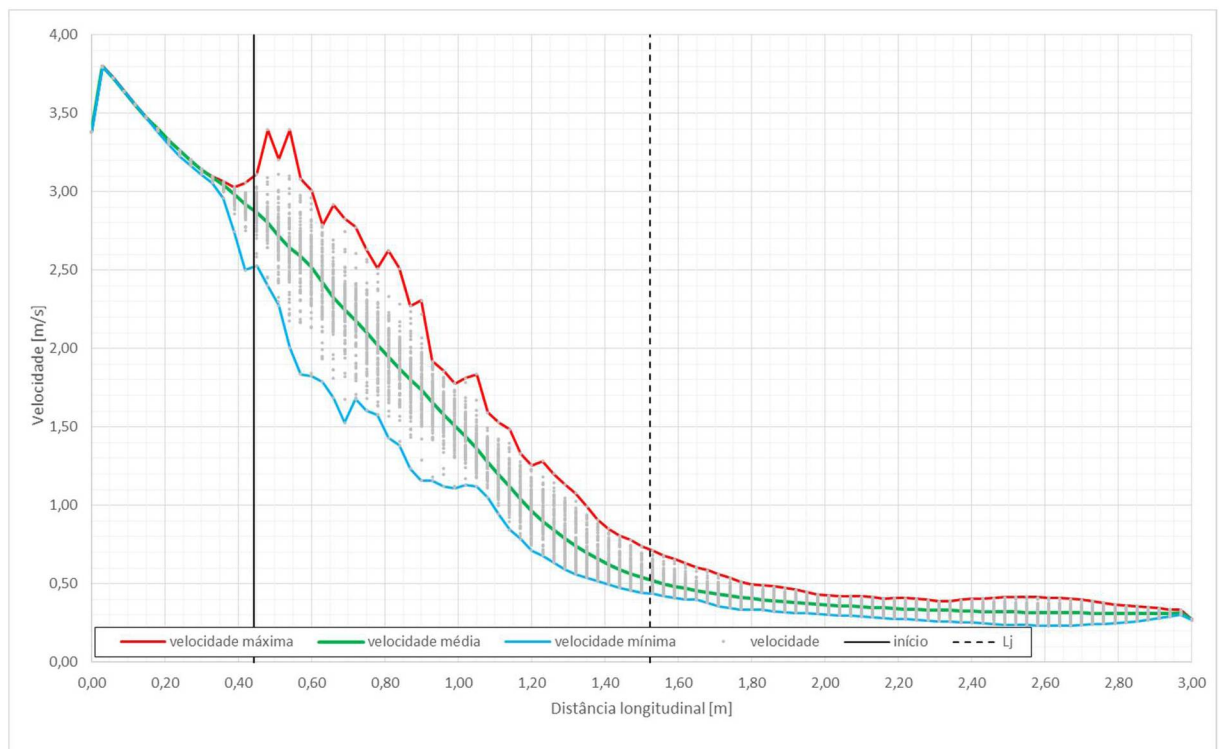
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 6,5$ - malha 5mm



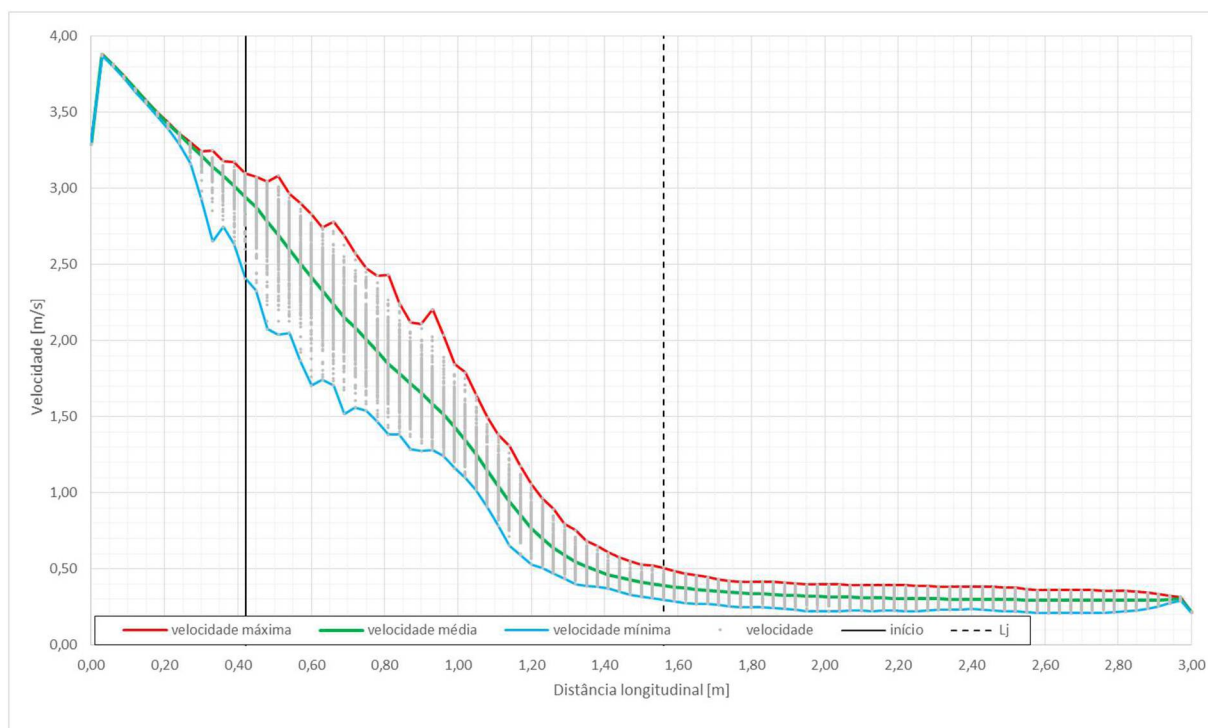
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 6,5$ - malha 3mm



Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 7,0$ - malha 5mm

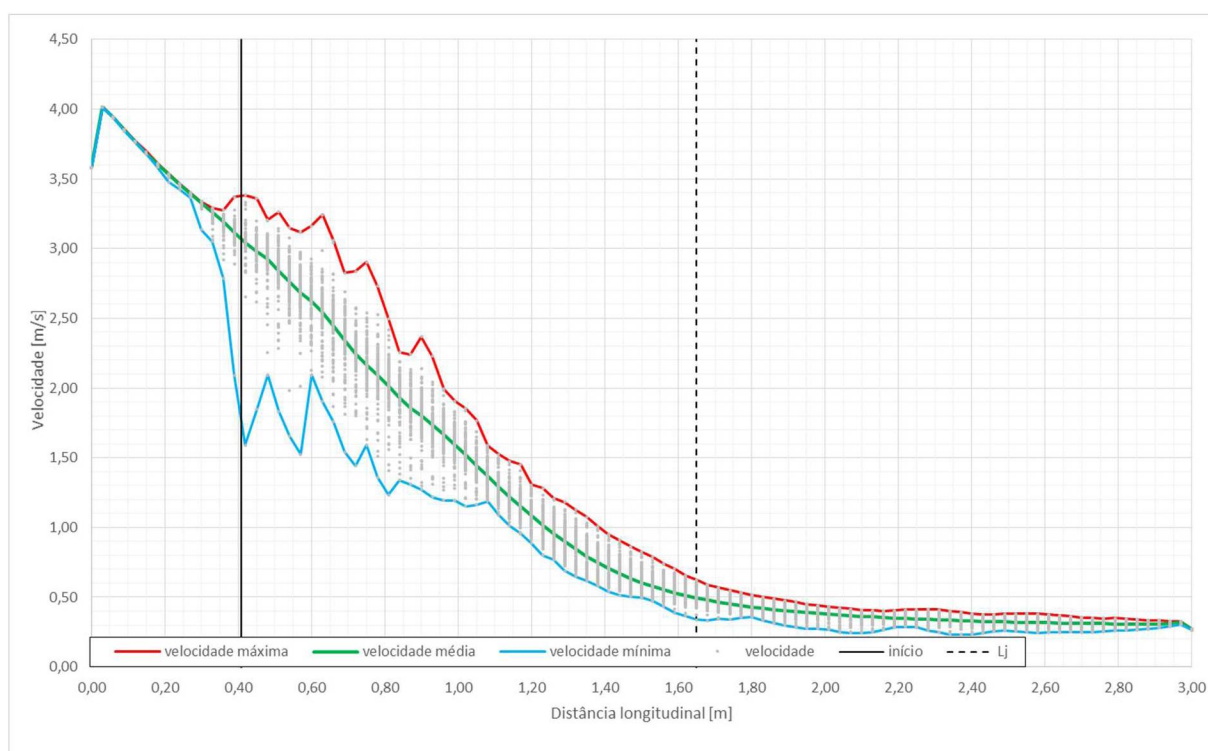


Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 7,0$ - malha 3mm



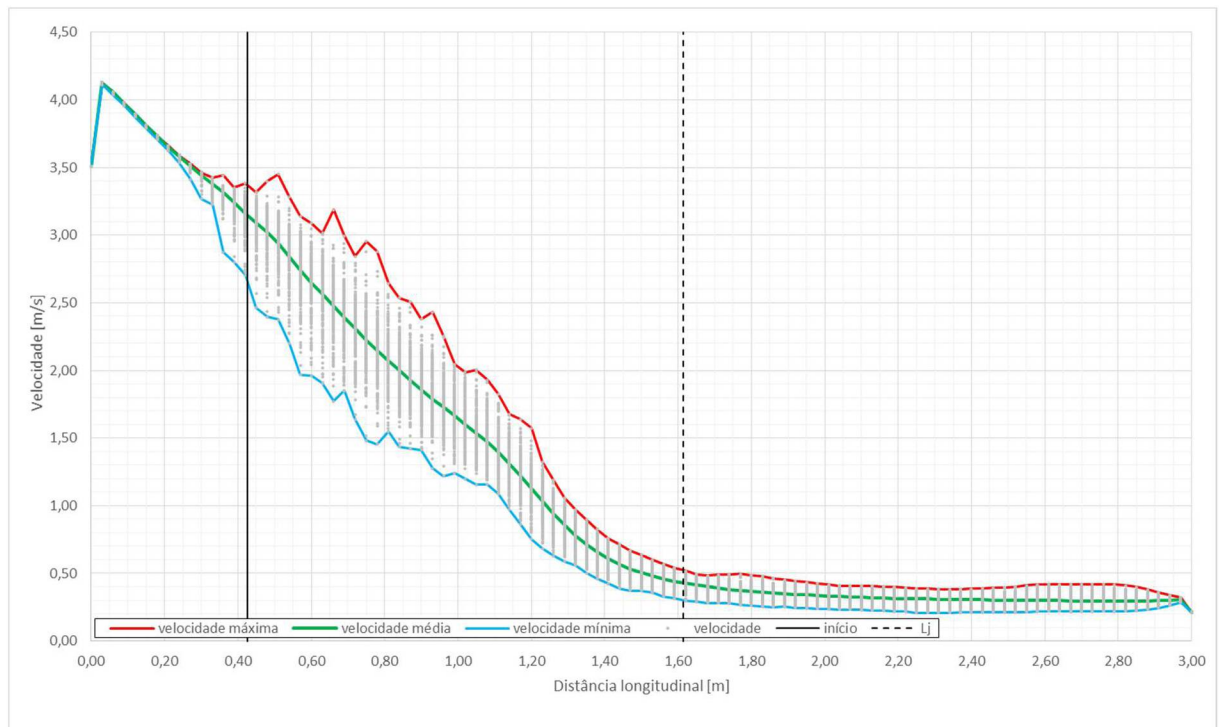
Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm

$Fr = 7,5$ - malha 5mm

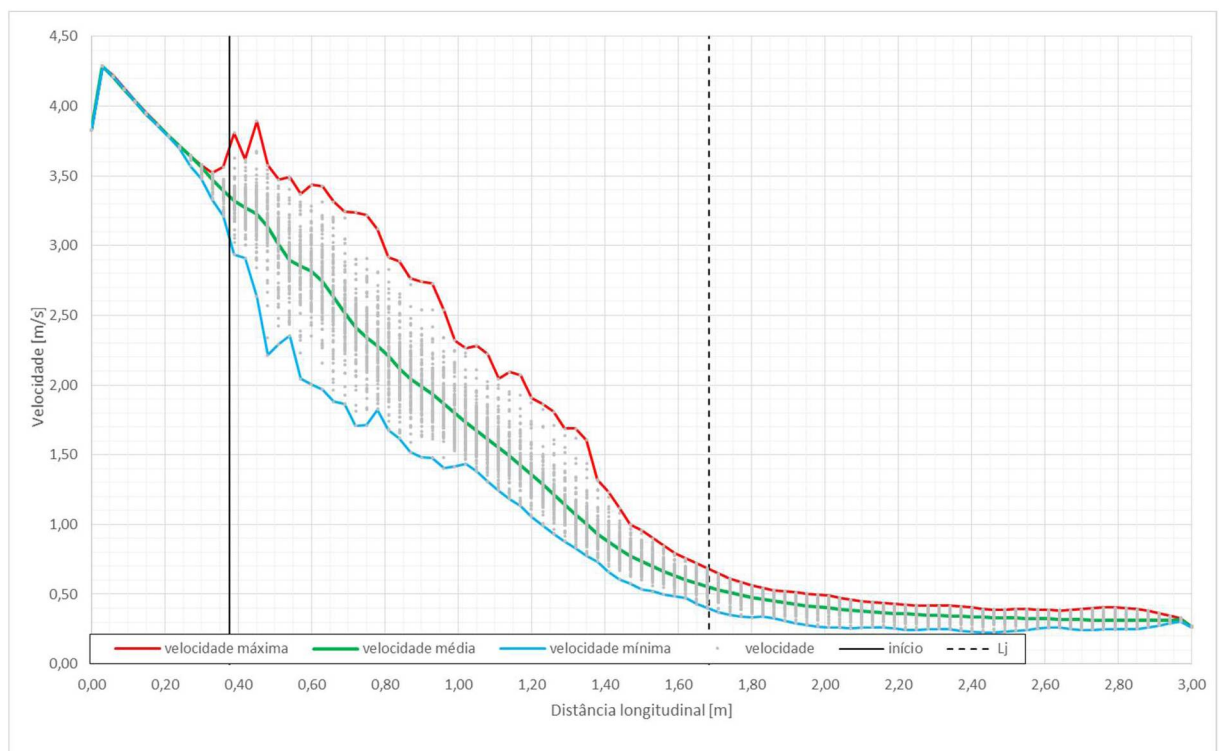


Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm

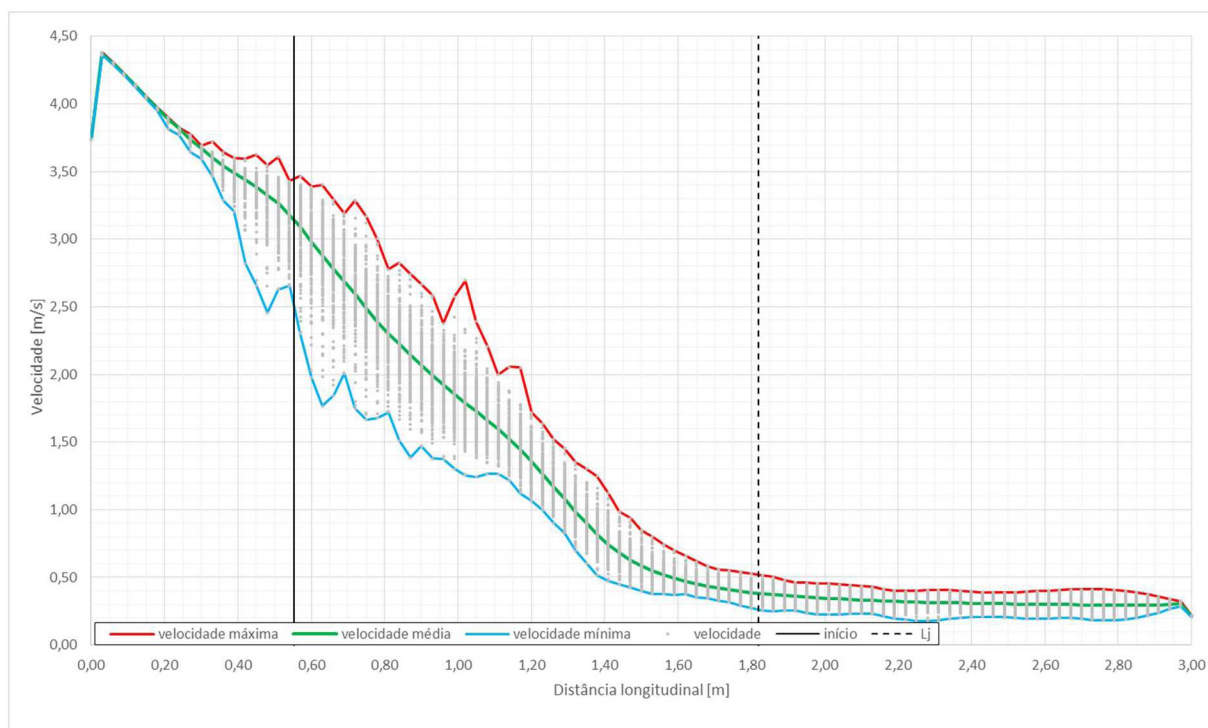
$Fr = 7,5$ - malha 3mm



Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 8,0$ - malha 5mm

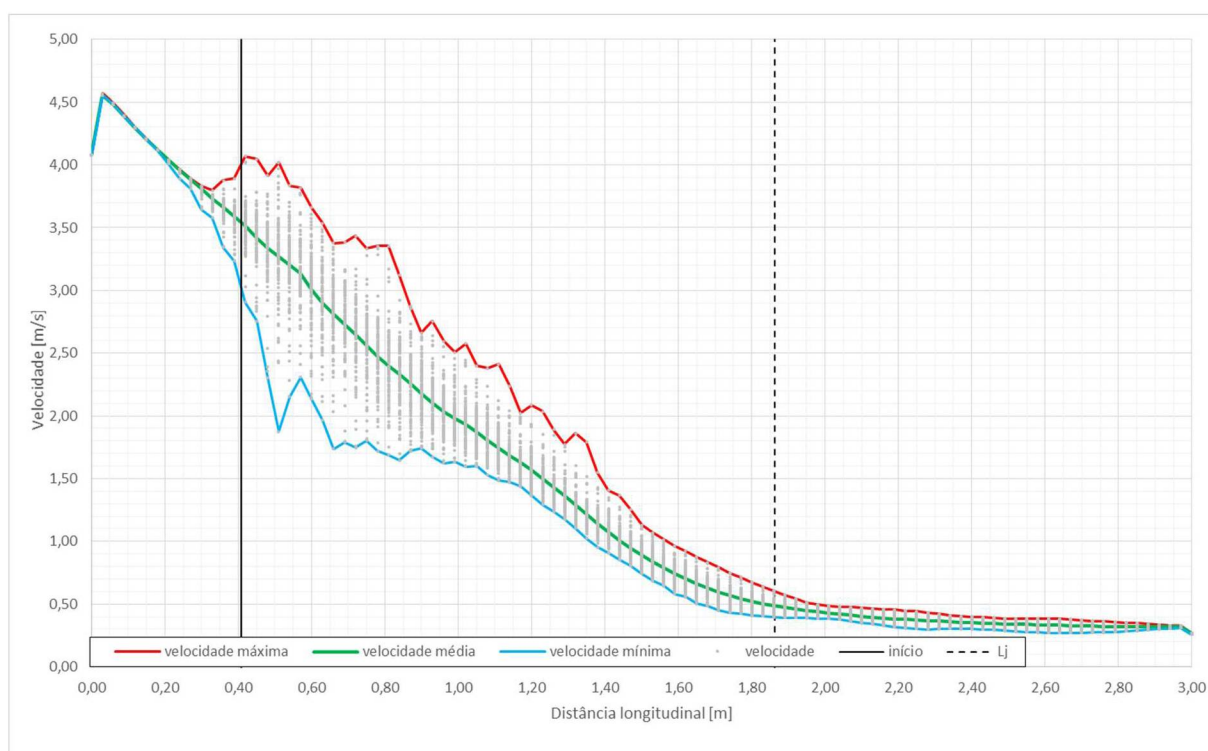


Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm
 $Fr = 8,0$ - malha 3mm



Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm

Fr = 8,5 - malha 5mm

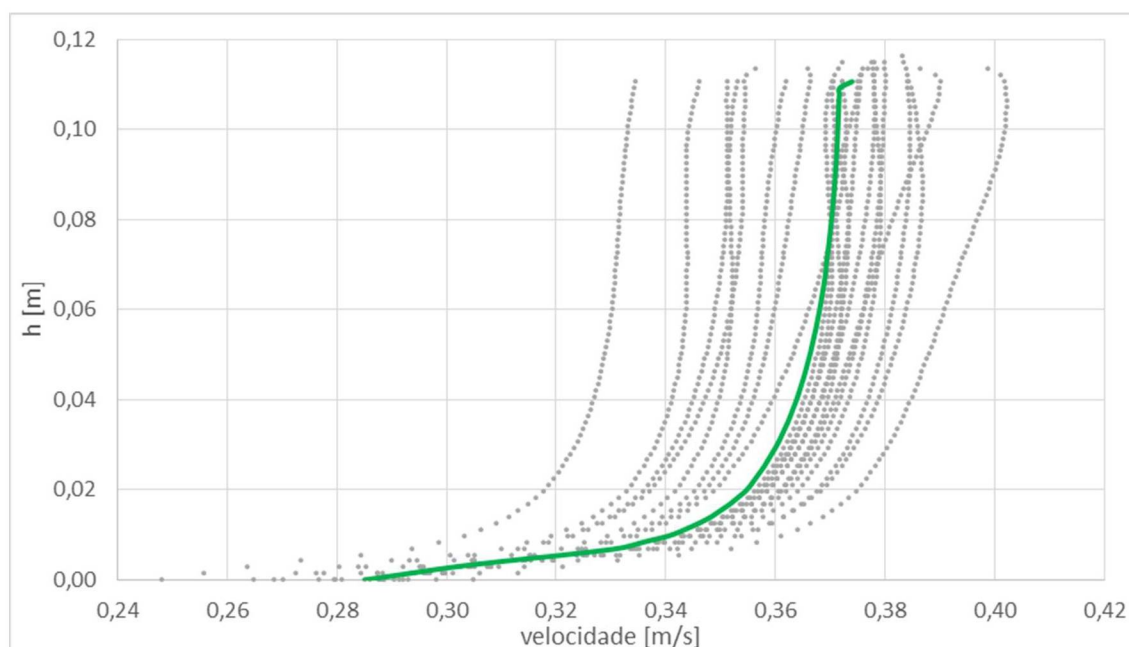


Distribuição do módulo da velocidade ao longo do canal na profundidade $y = 1,5$ mm

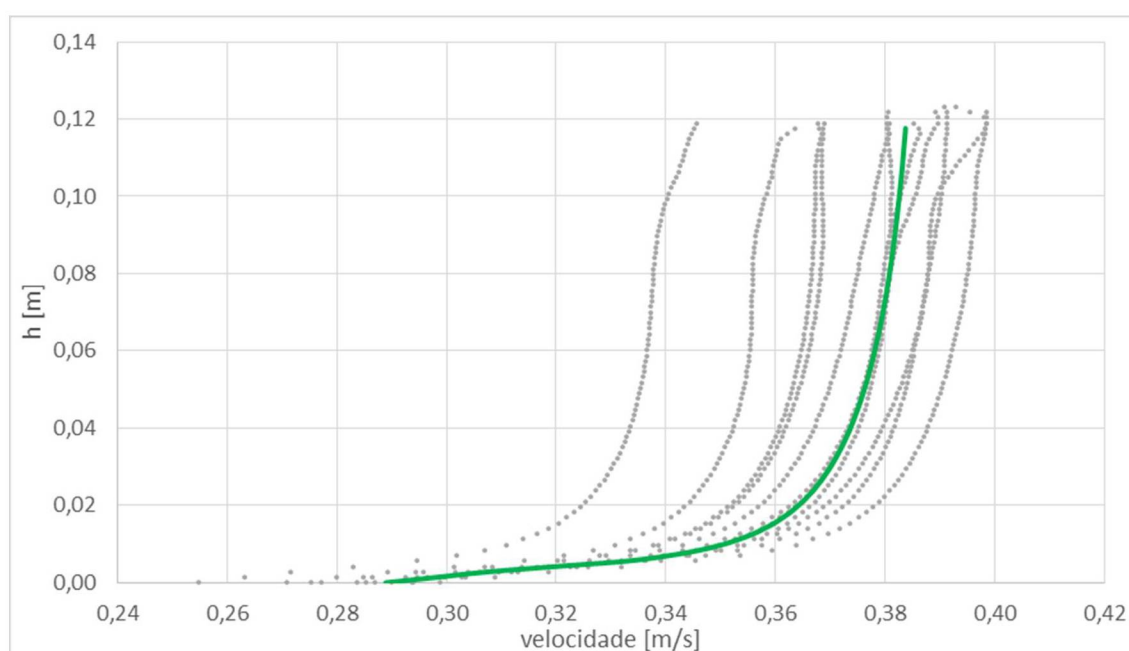
Fr = 8,5 - malha 3mm

APÊNDICE IV: PERFIS DE VELOCIDADES SUBCRÍTICAS

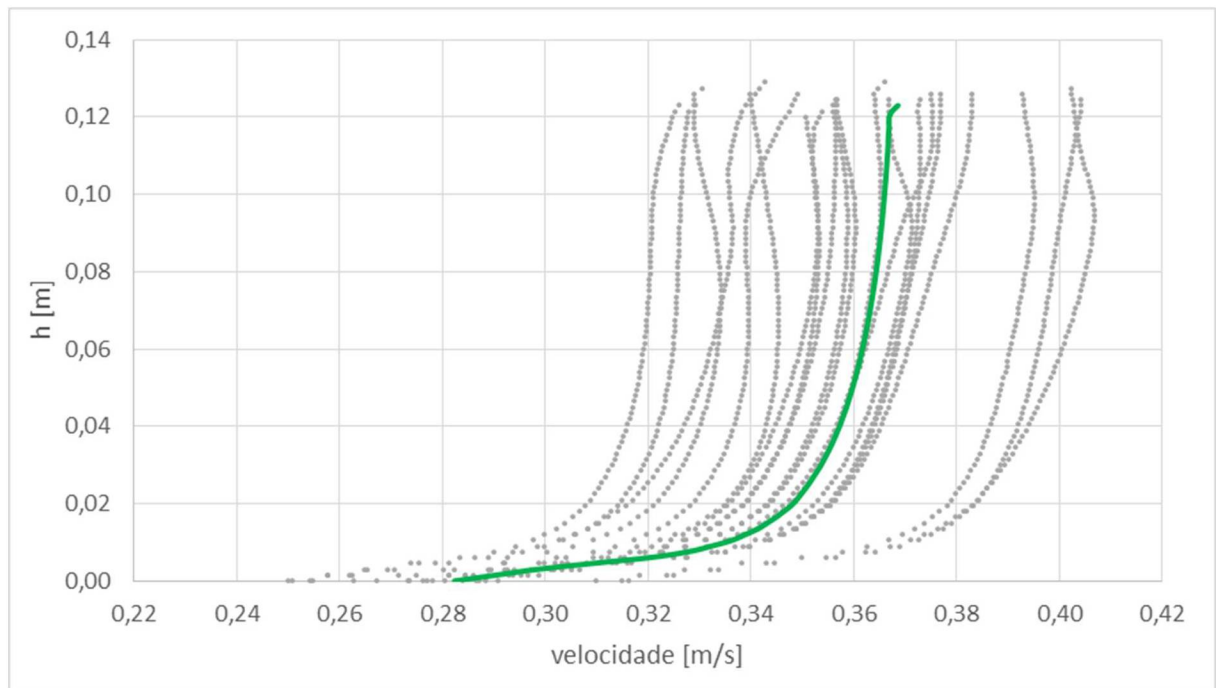
Neste apêndice, são apresentados os resultados dos perfis de velocidades tomados em uma posição a jusante dos ressaltos hidráulicos das simulações computacionais. É possível observar que o perfil logarítmico já está desenvolvido, e não sofre nenhuma influência das condições de contorno da saída, o que garante que estas condições não afetam os próprios ressaltos.



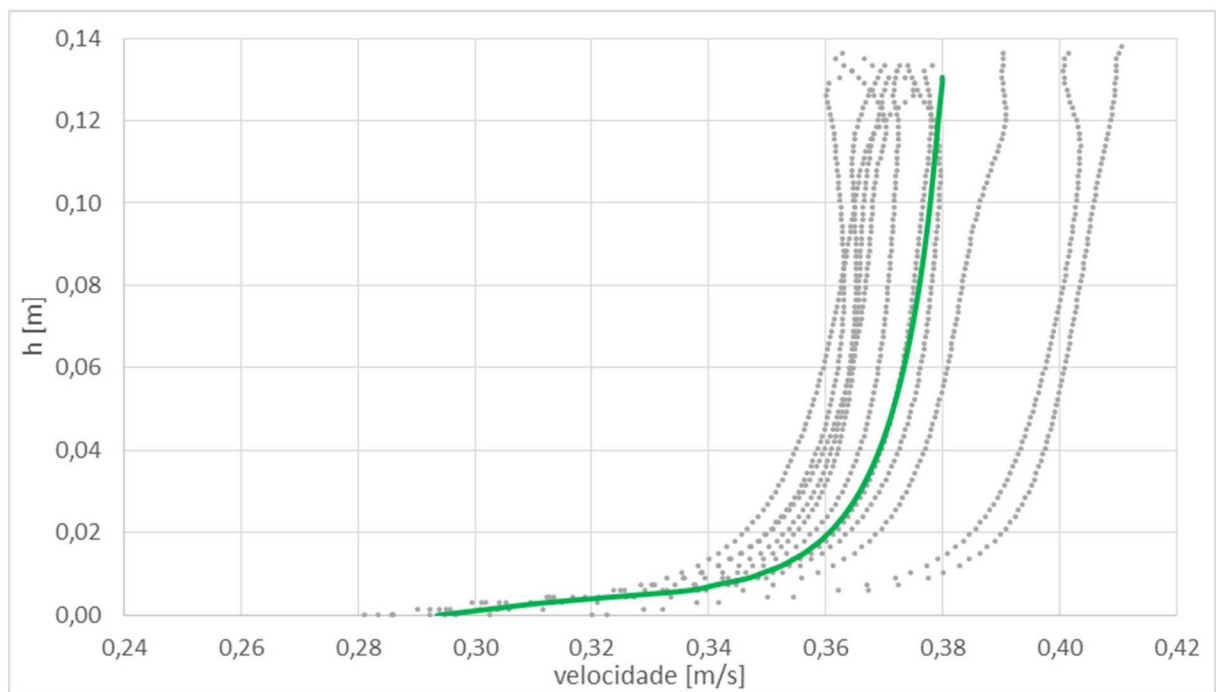
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 4,5$ - malha 5mm



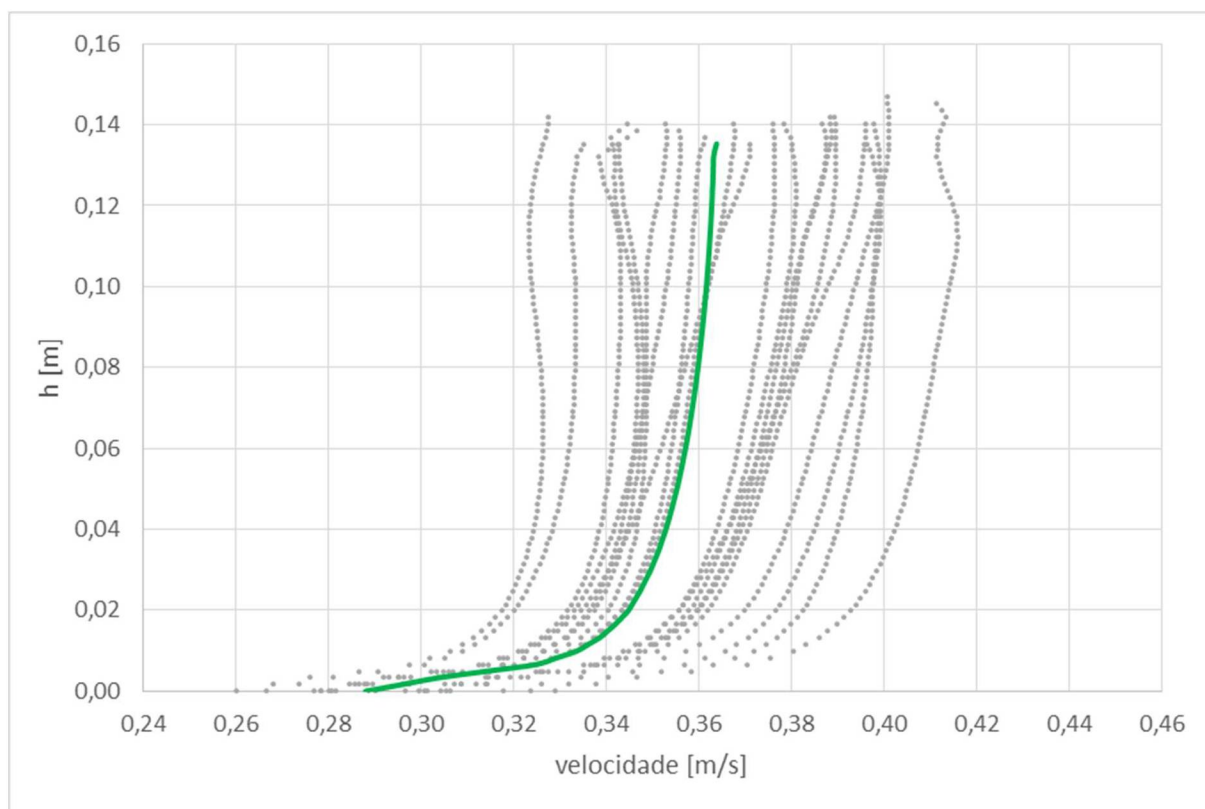
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 4,5$ - malha 3mm



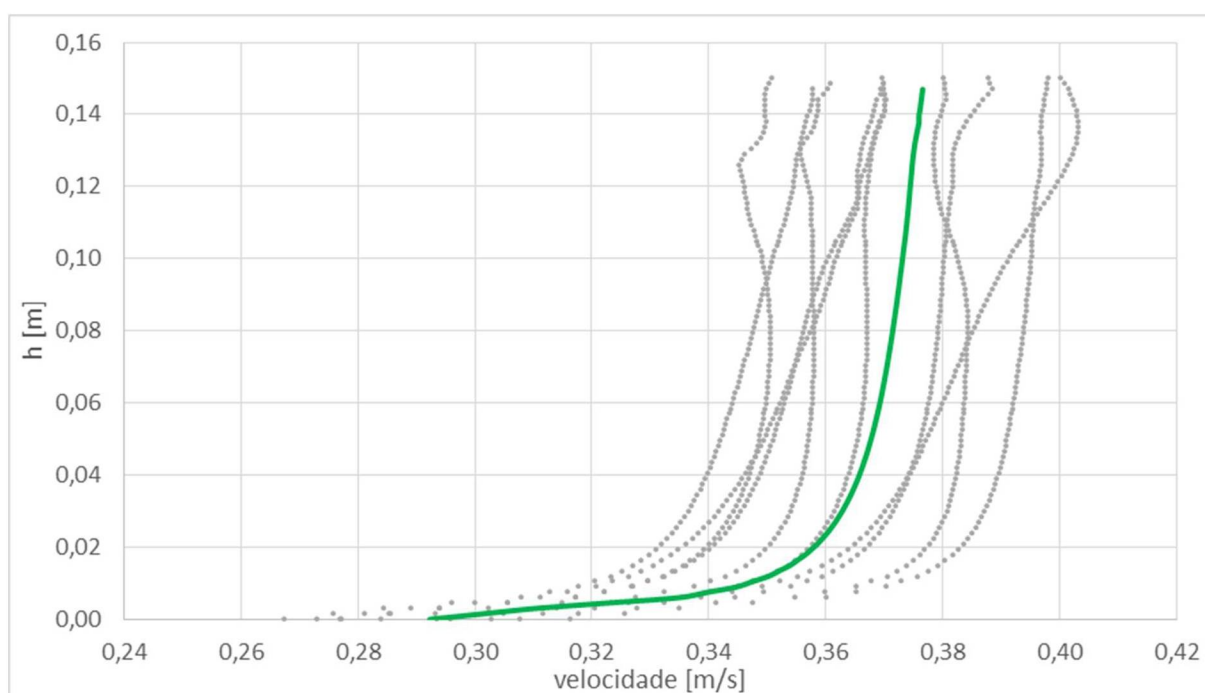
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 5,0$ - malha 5mm



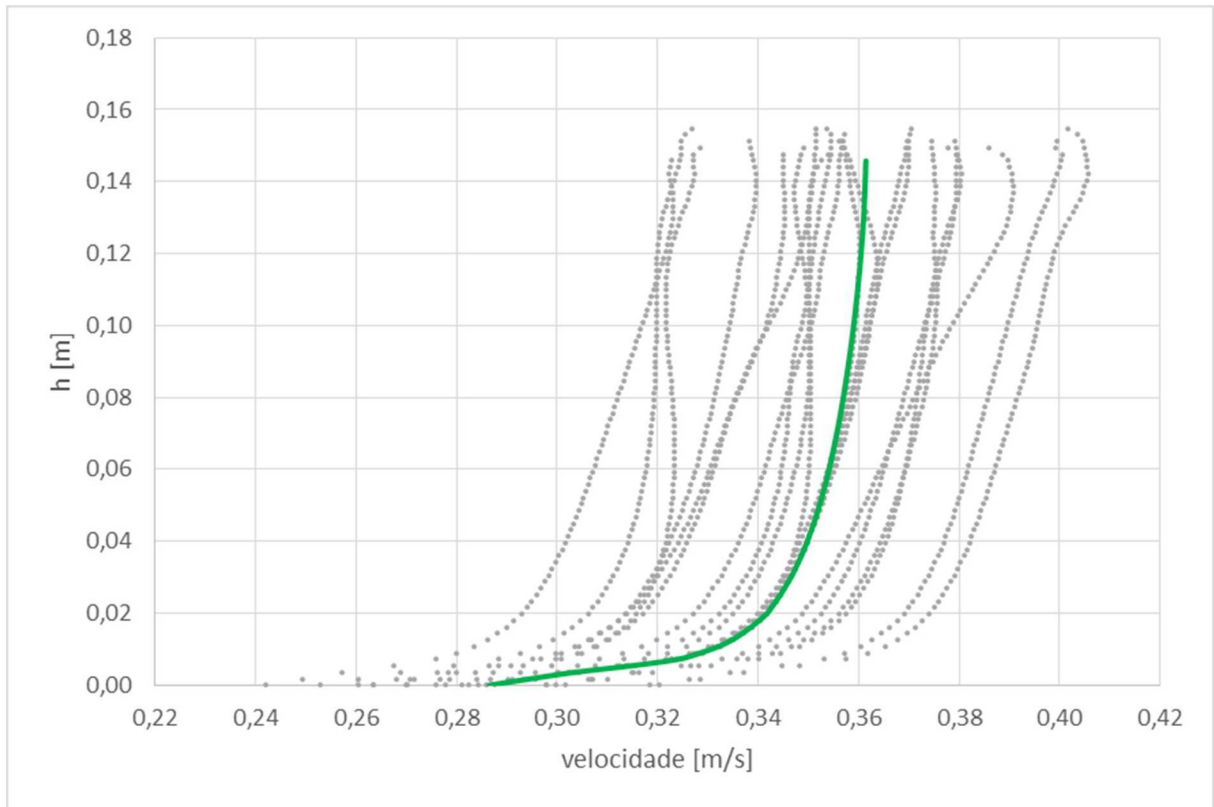
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 5,0$ - malha 3mm



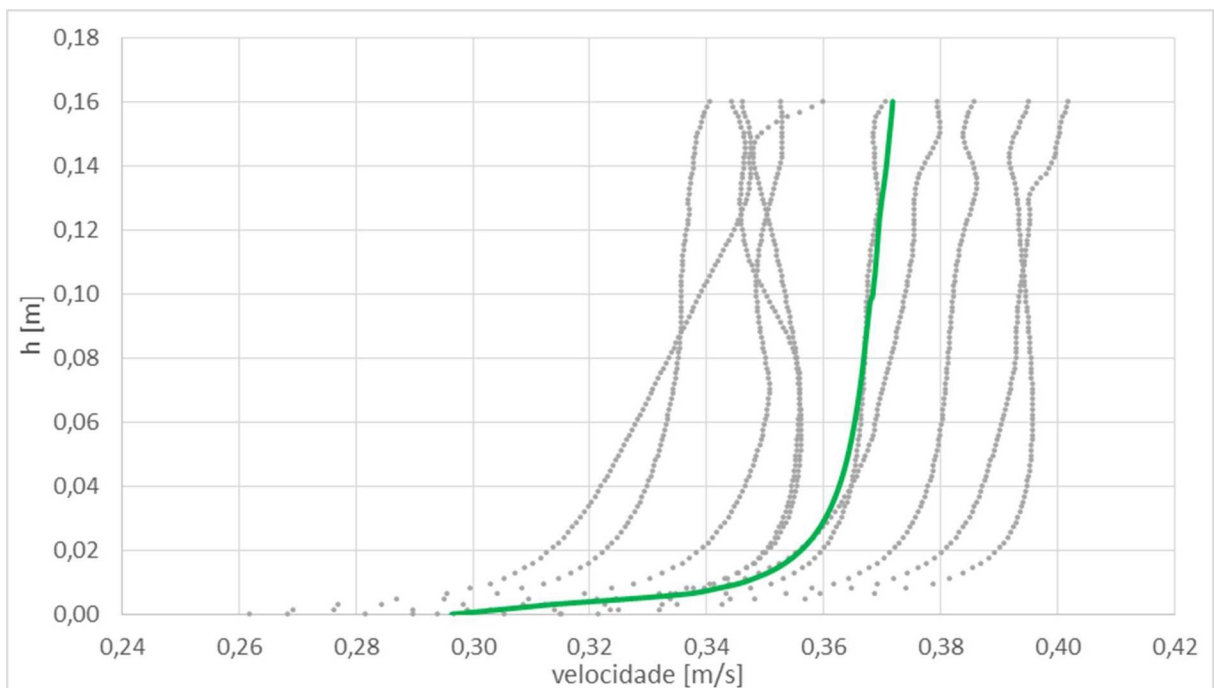
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 5,5$ - malha 5mm



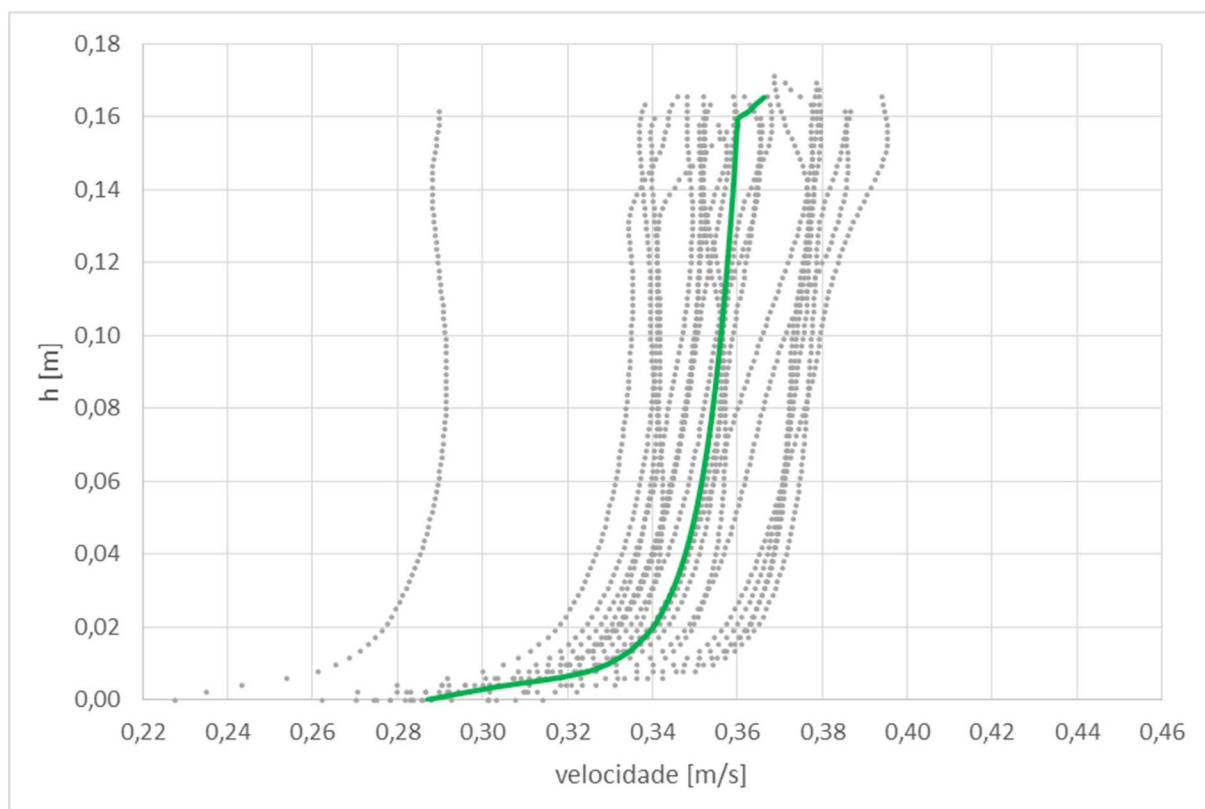
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 5,5$ - malha 3mm



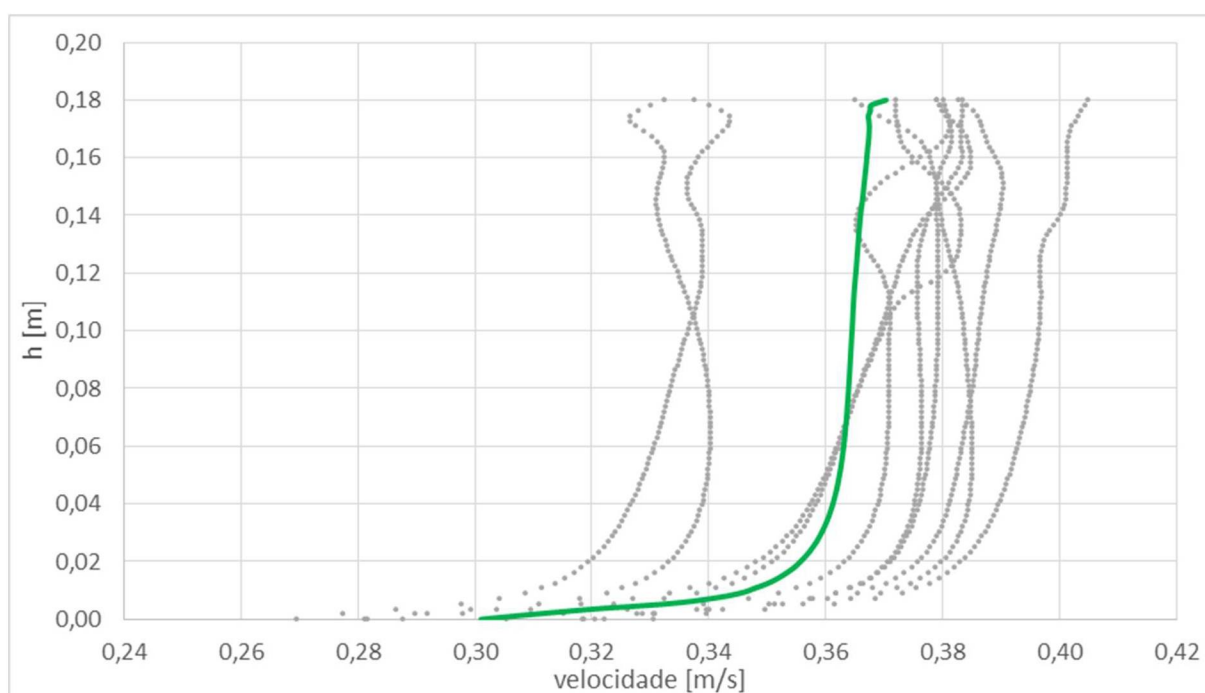
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 6,0$ - malha 5mm



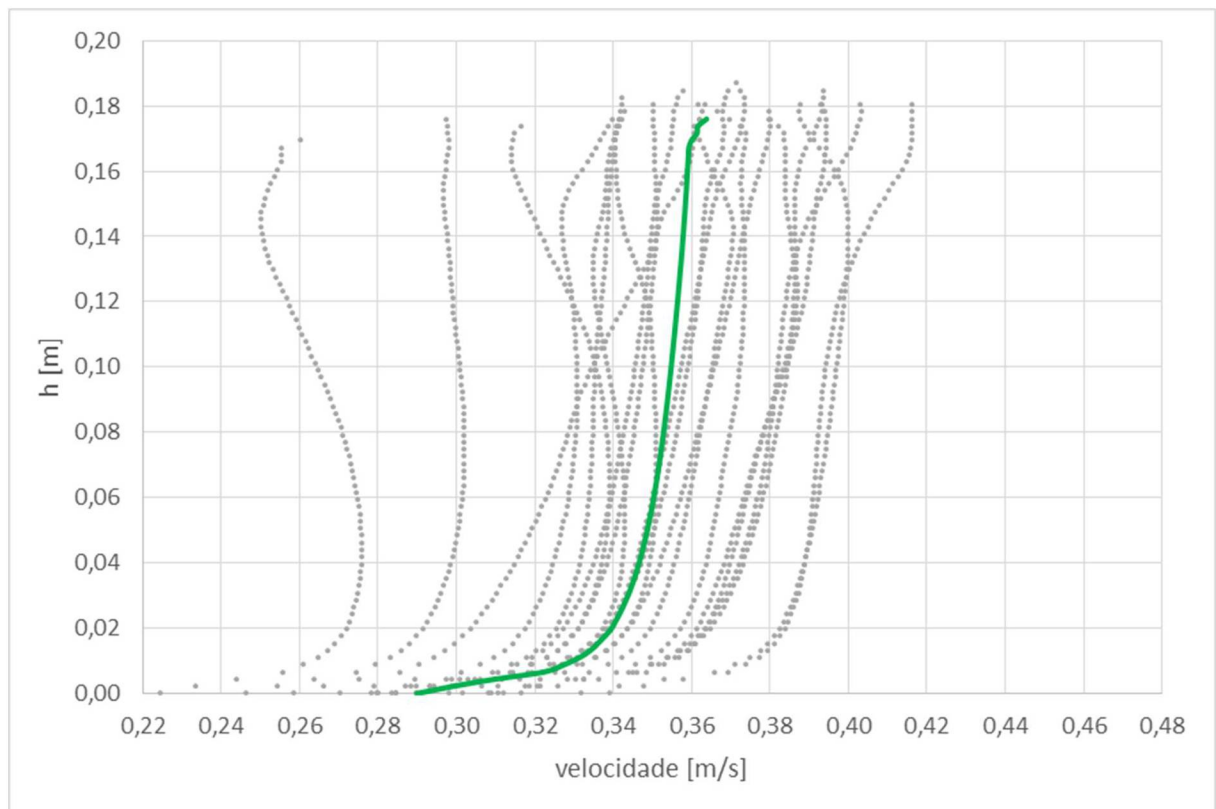
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 6,0$ - malha 3mm



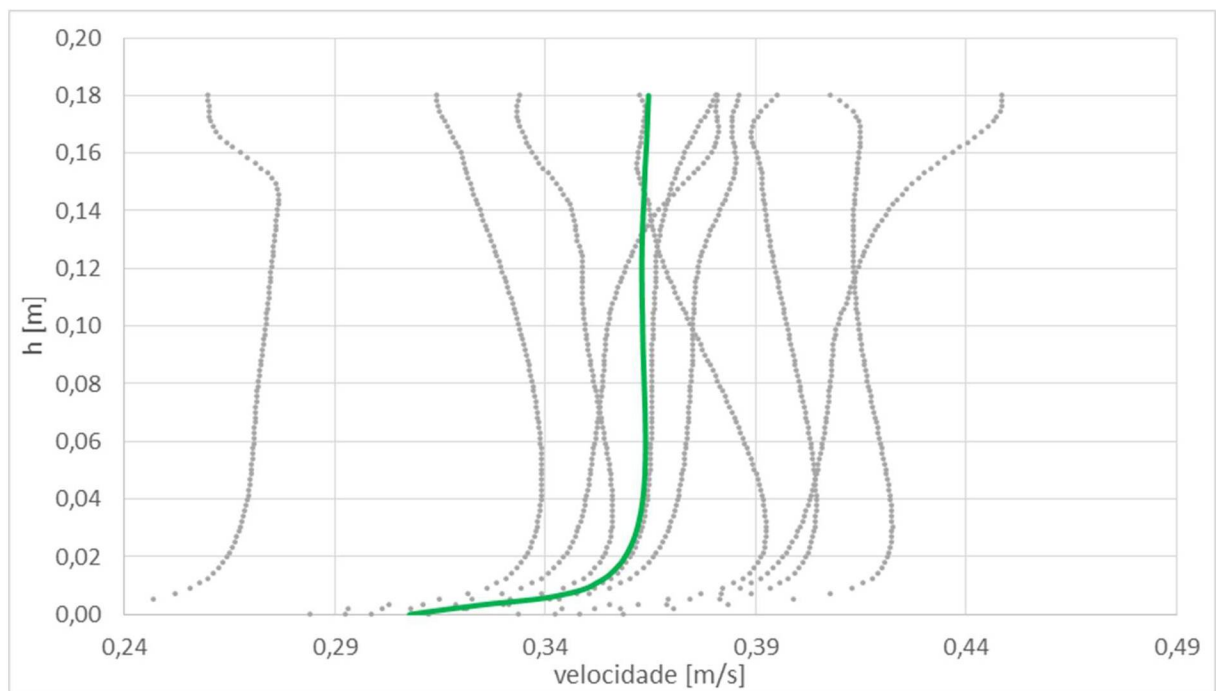
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 6,5$ - malha 5mm



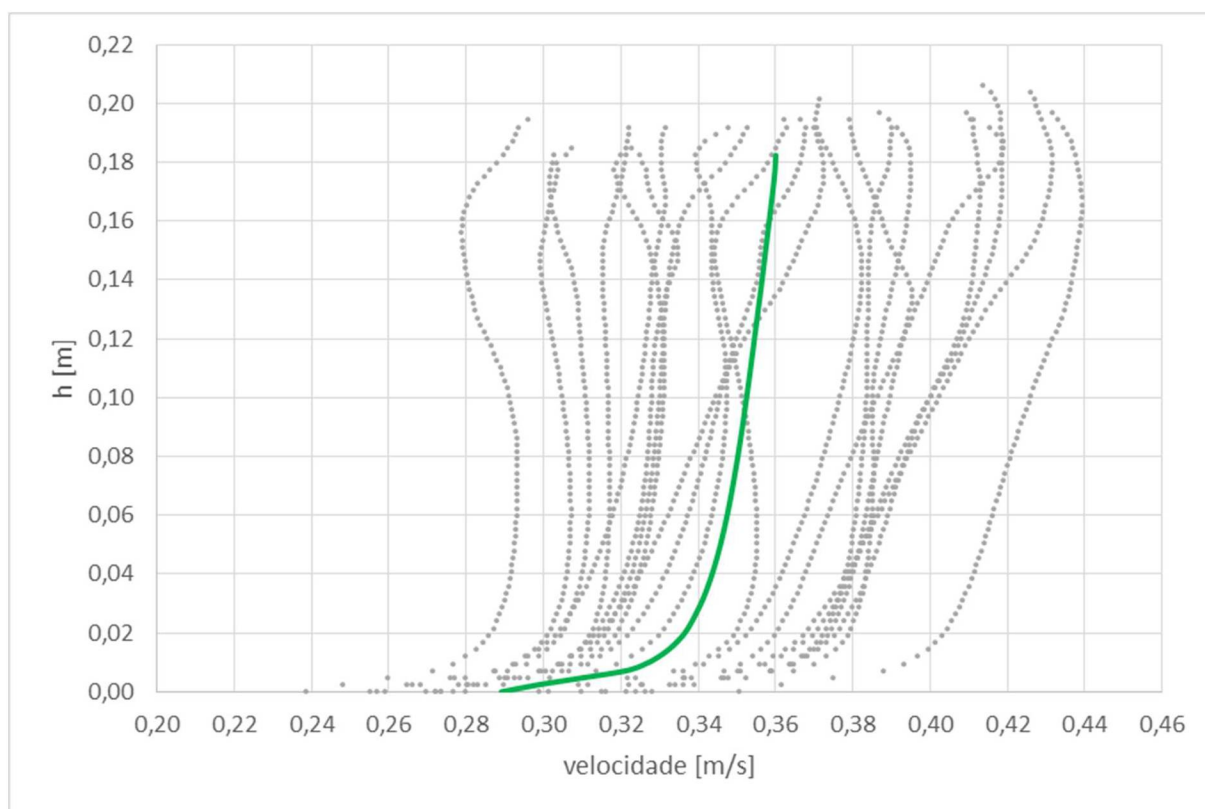
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 6,5$ - malha 3mm



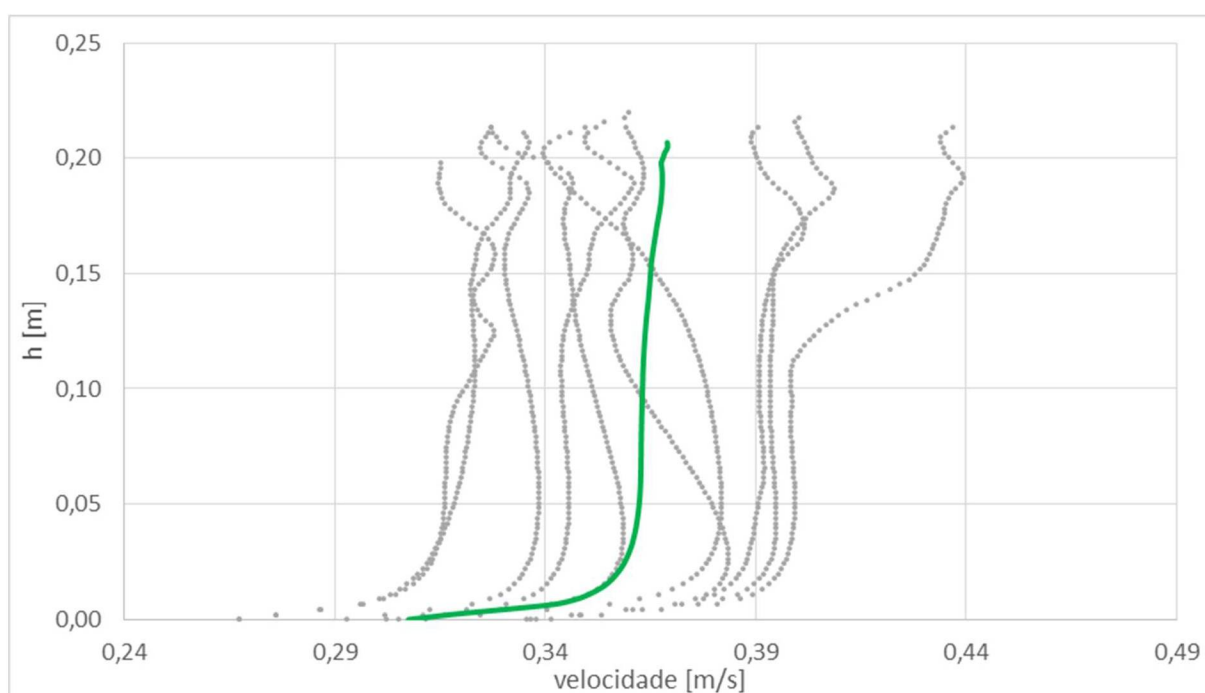
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 7,0$ - malha 5mm



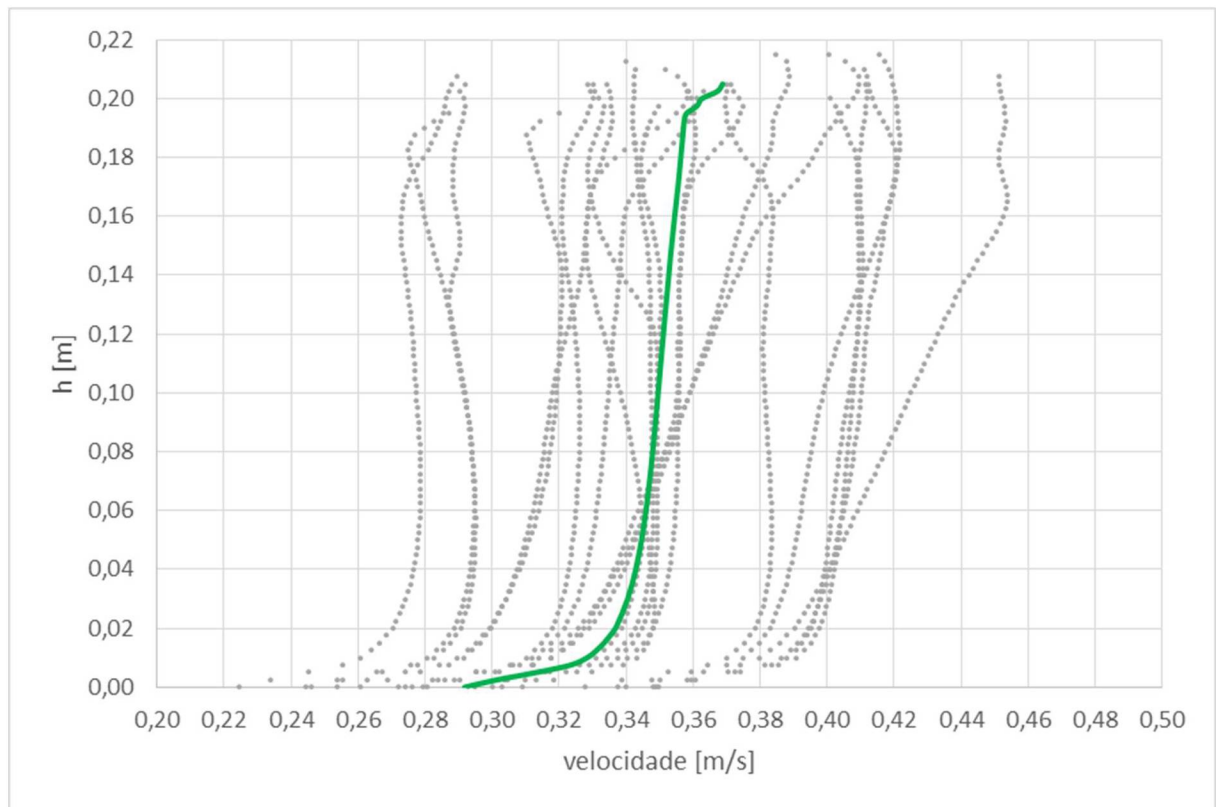
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 7,0$ - malha 3mm



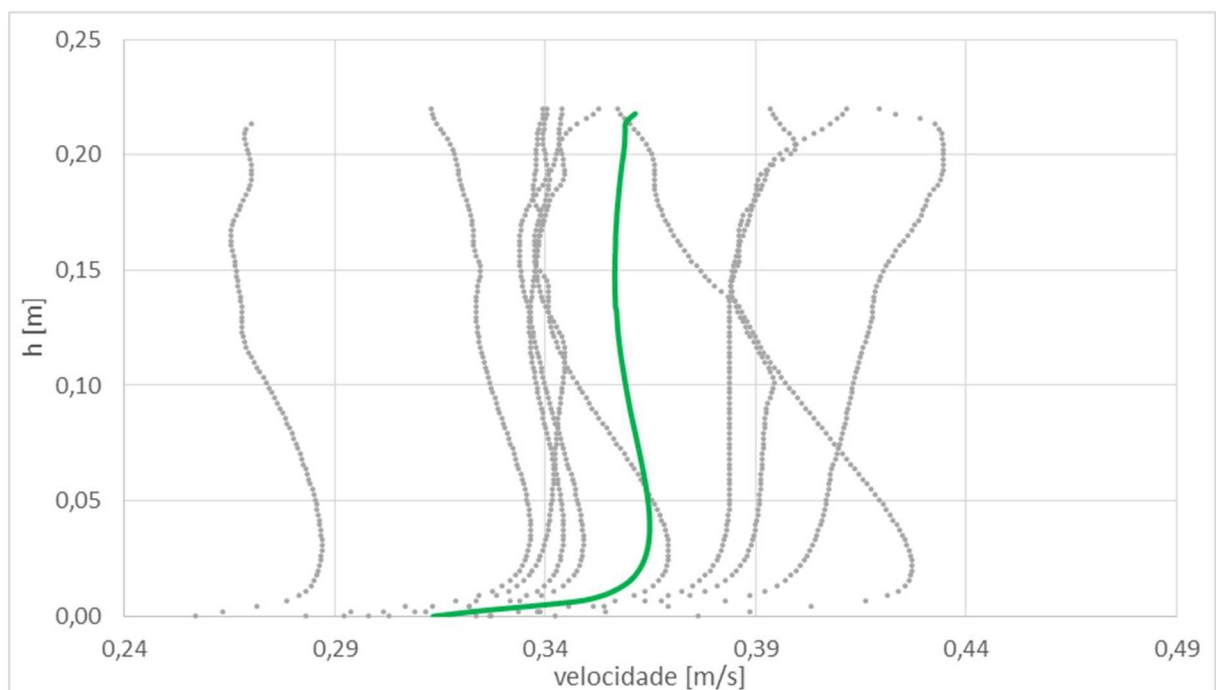
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 7,5$ - malha 5mm



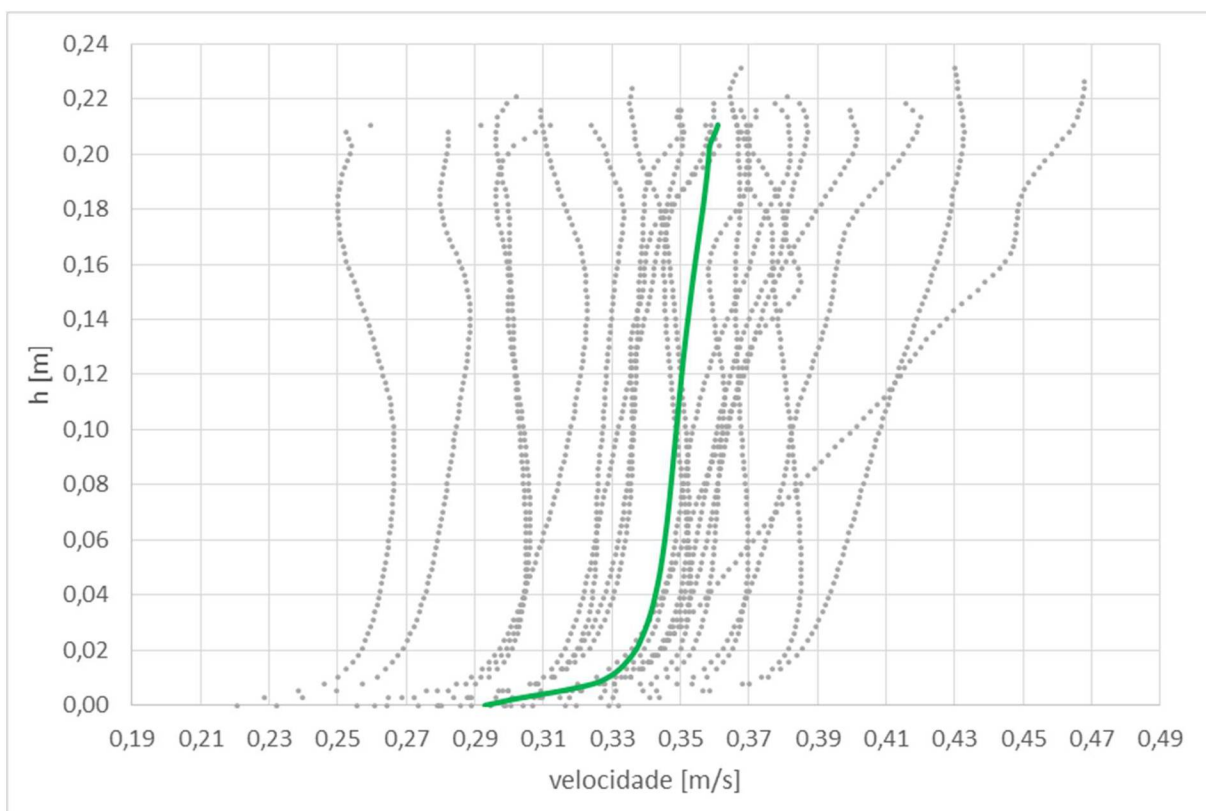
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 7,5$ - malha 3mm



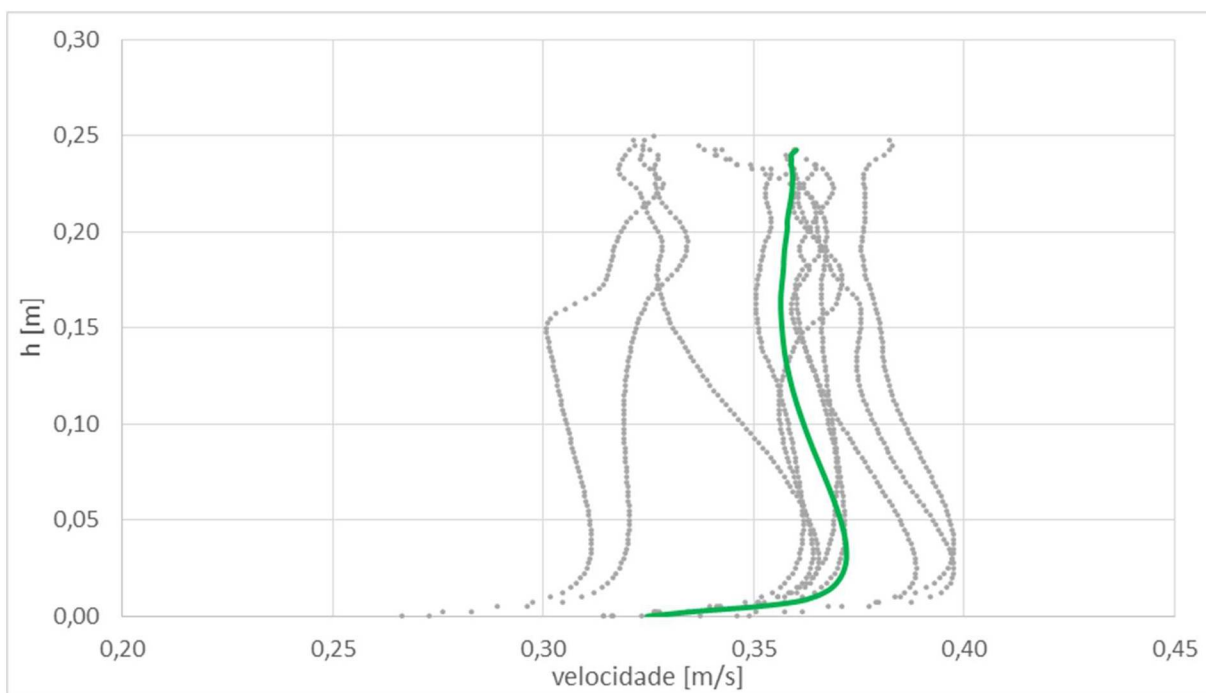
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 8,0$ - malha 5mm



Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 8,0$ - malha 3mm



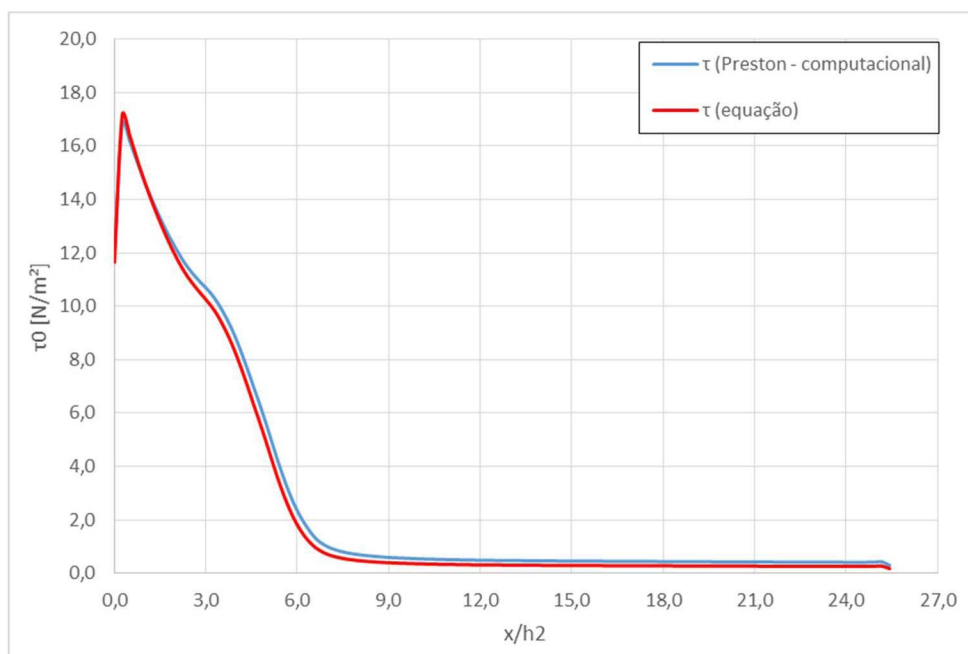
Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 8,5$ - malha 5mm



Perfis de velocidades em $x/L = 0,875$ - $Fr = 8,5$ - malha 3mm

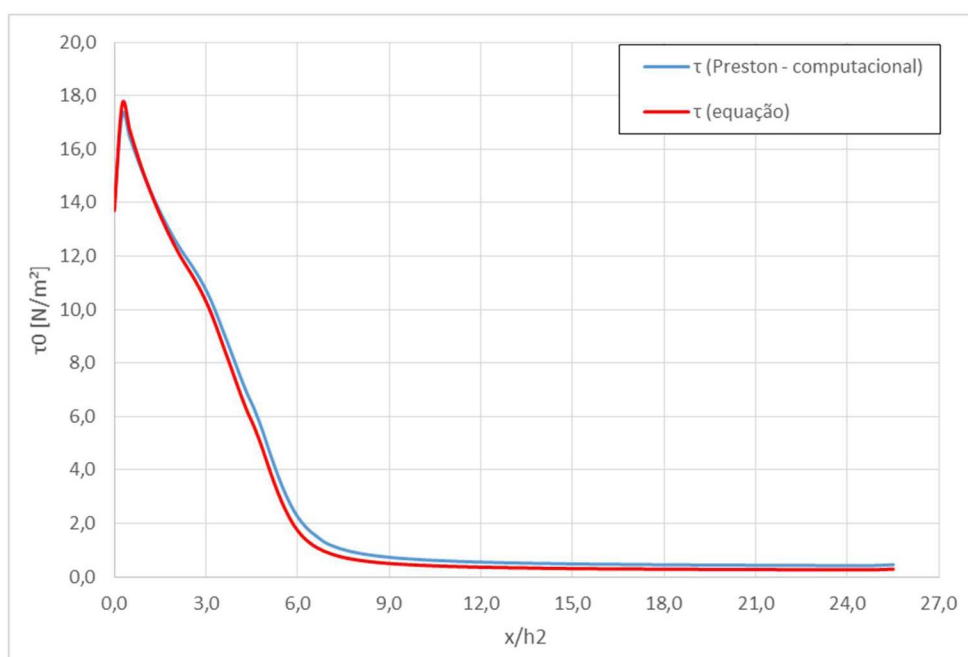
APÊNDICE V: COMPARAÇÃO TENSÕES CALCULADAS E TEÓRICAS

Neste apêndice, são apresentados os resultados das tensões tangenciais no leito dos ressaltos hidráulicos das simulações computacionais. Todos os resultados são comparados a uma curva calculada pela combinação das equações (23) e (24), apresentadas no Capítulo 4 deste trabalho.



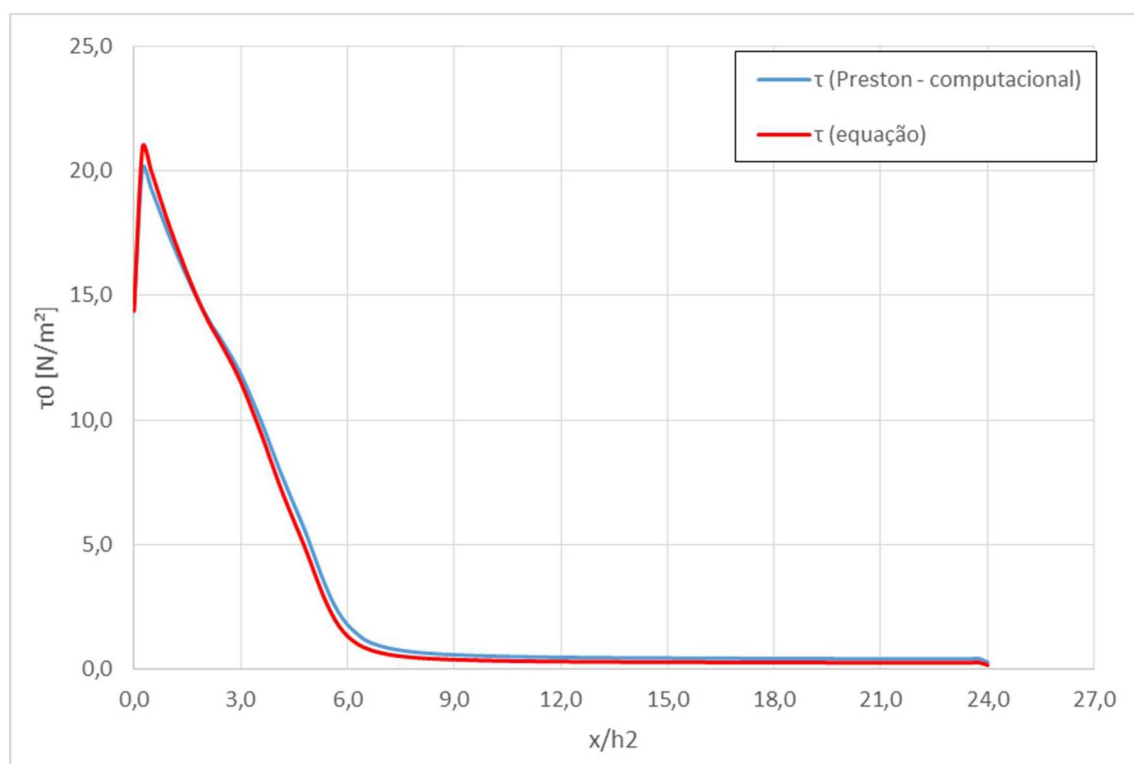
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 4,5$ - malha 5mm



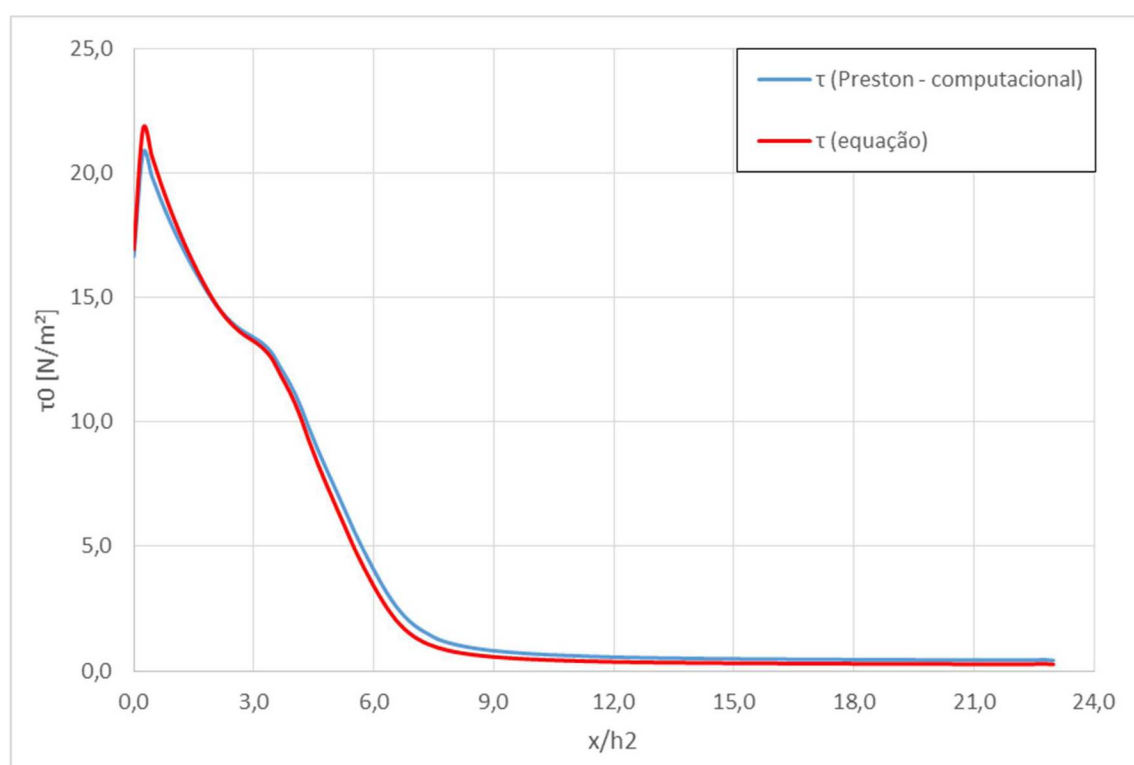
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 4,5$ - malha 3mm



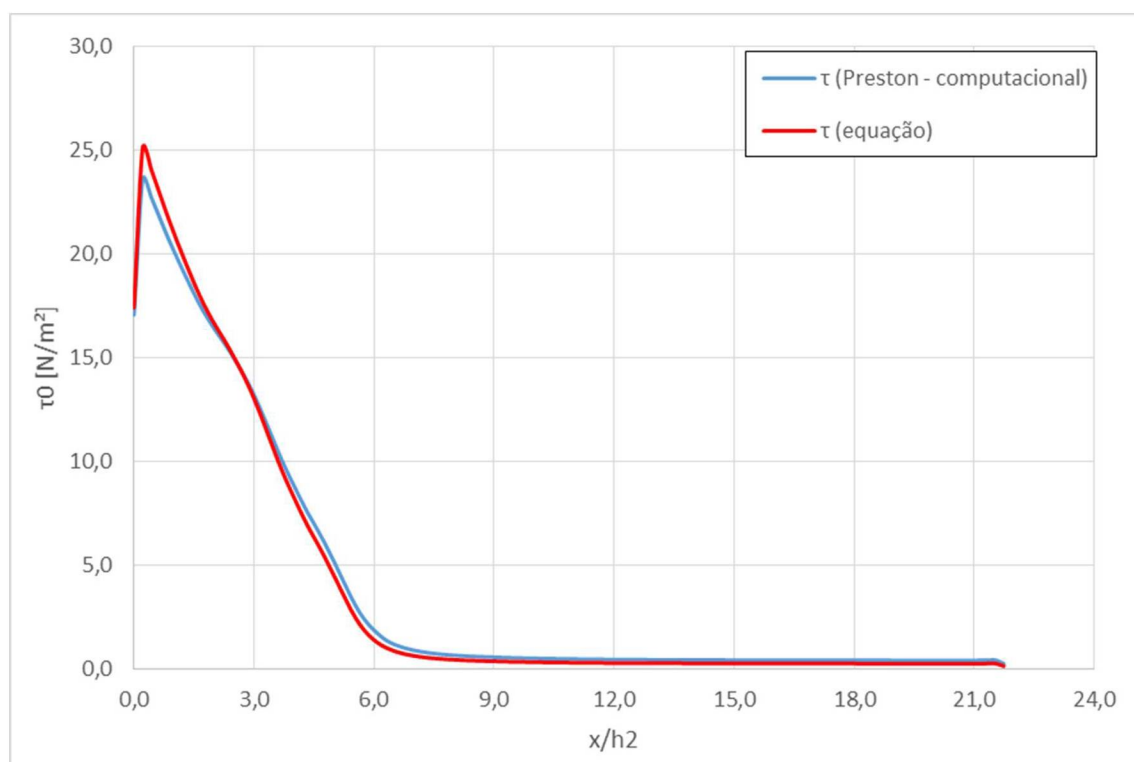
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 5,0$ - malha 5mm



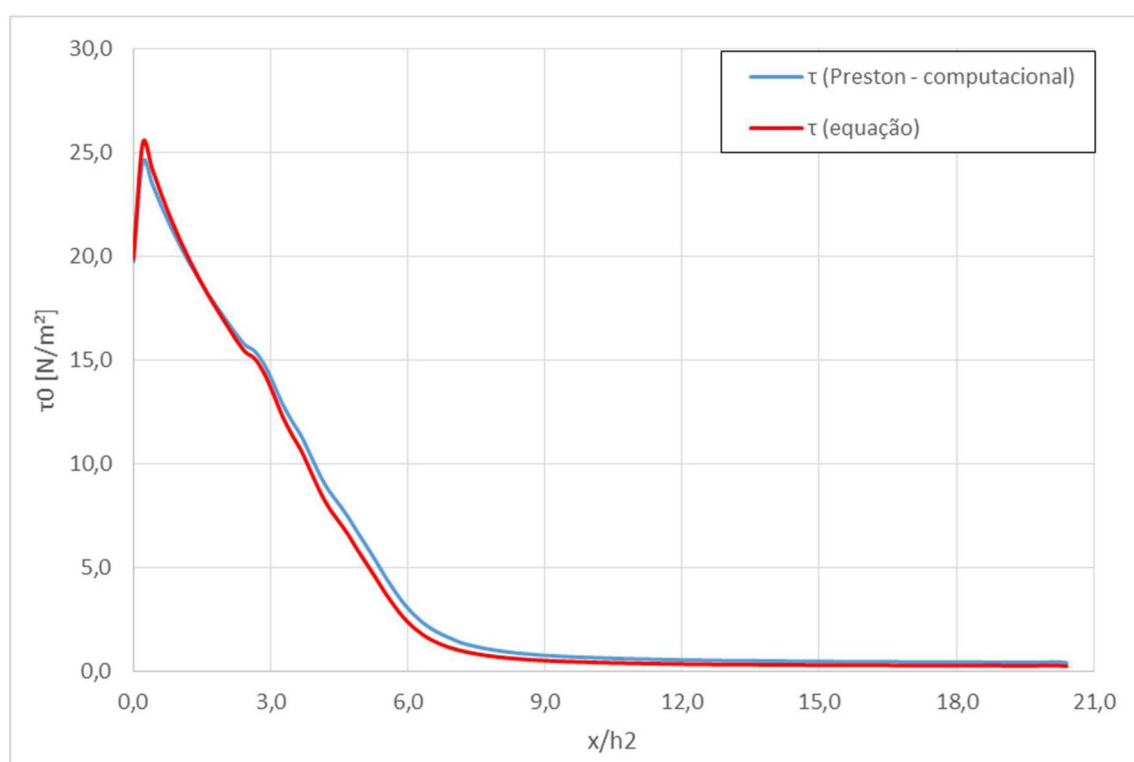
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 5,0$ - malha 3mm



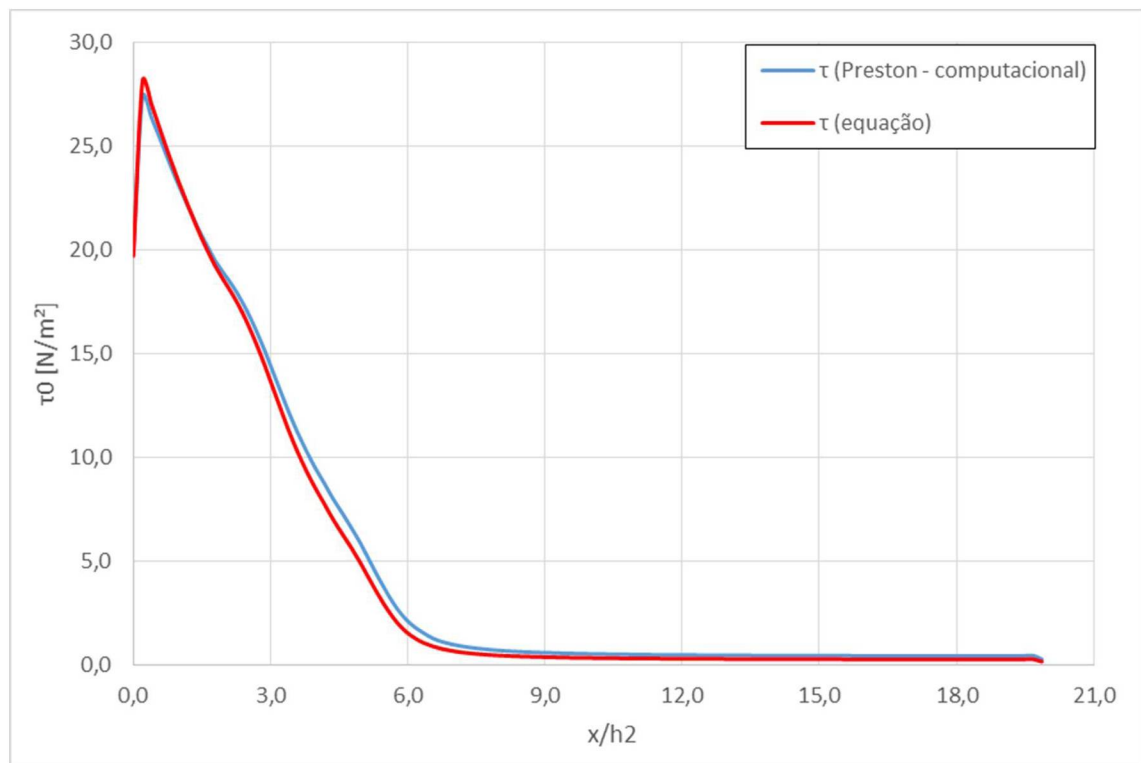
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 5,5$ - malha 5mm



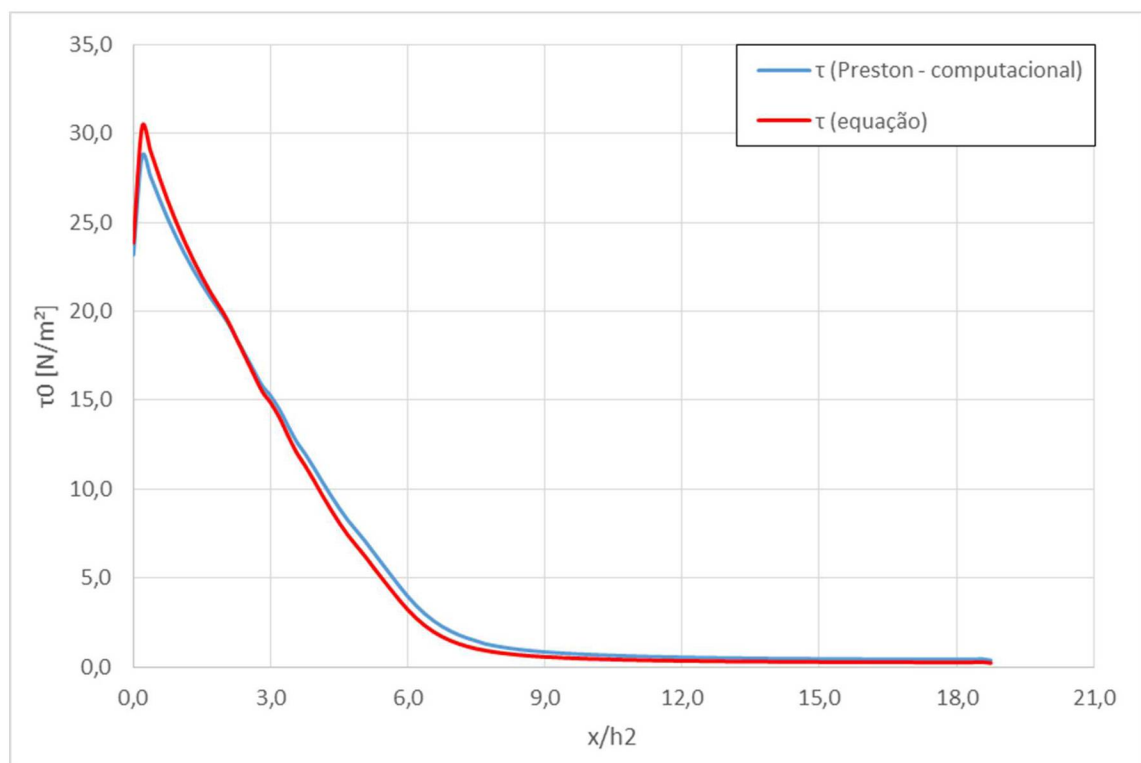
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 5,5$ - malha 3mm



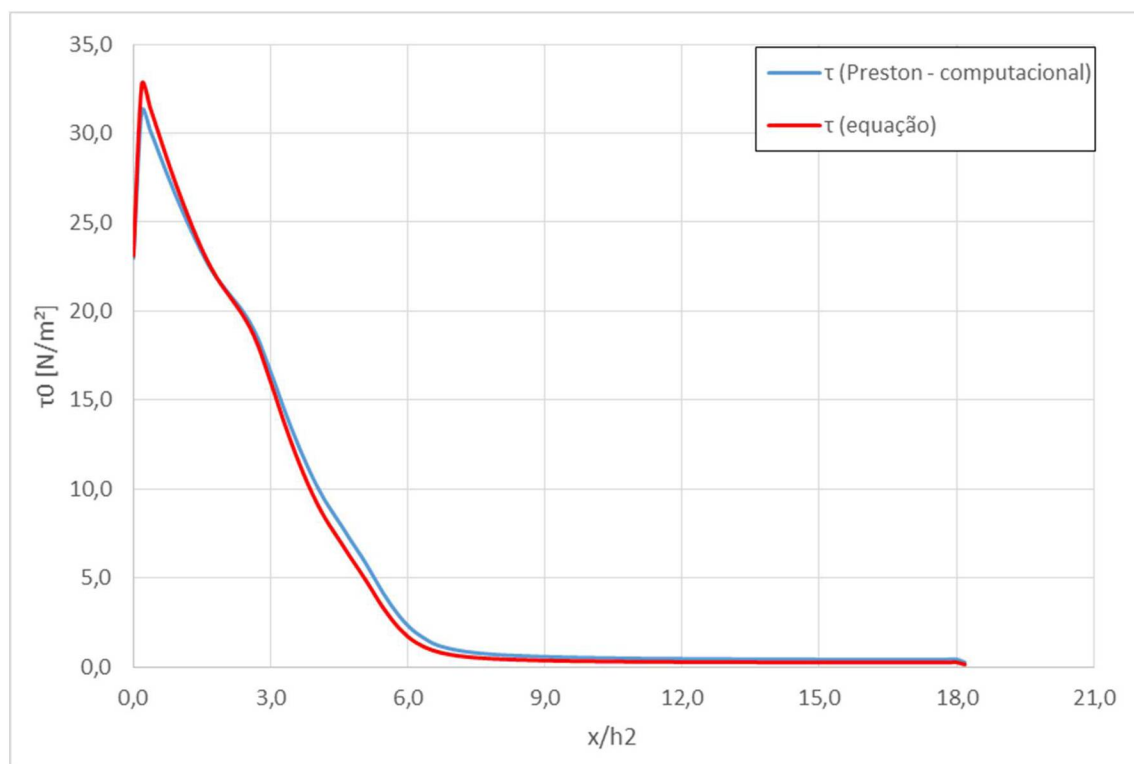
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 6,0$ - malha 5mm



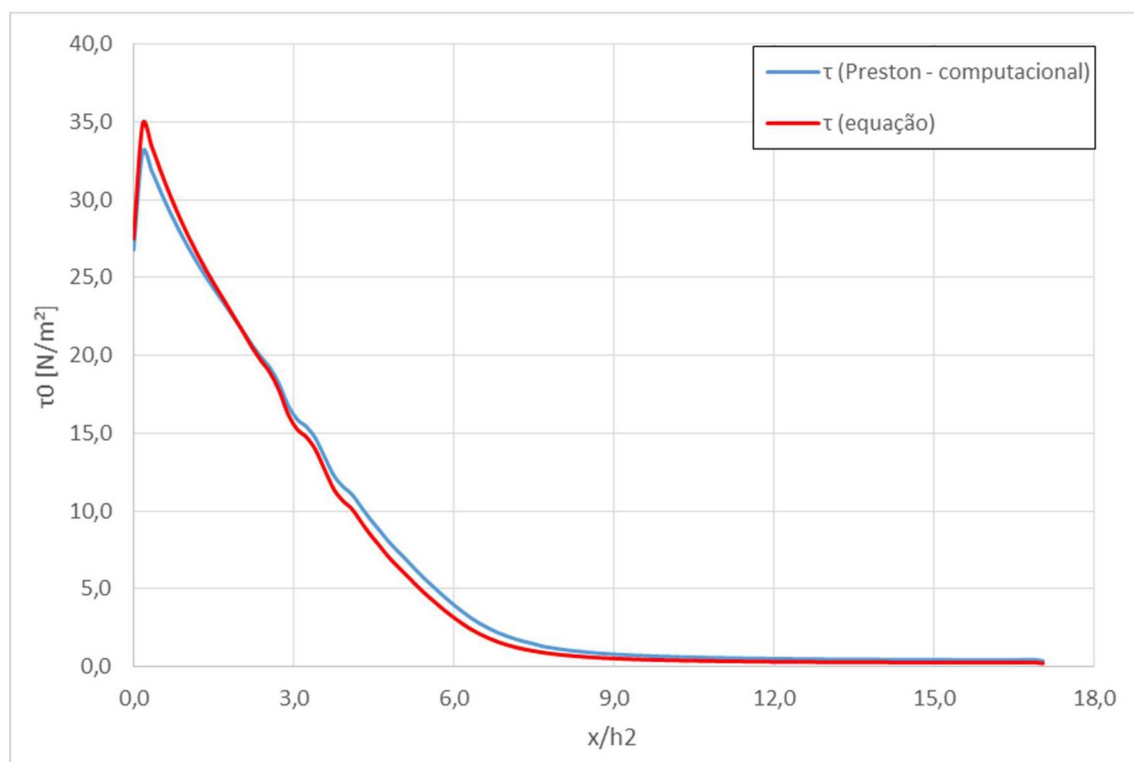
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 6,0$ - malha 3mm



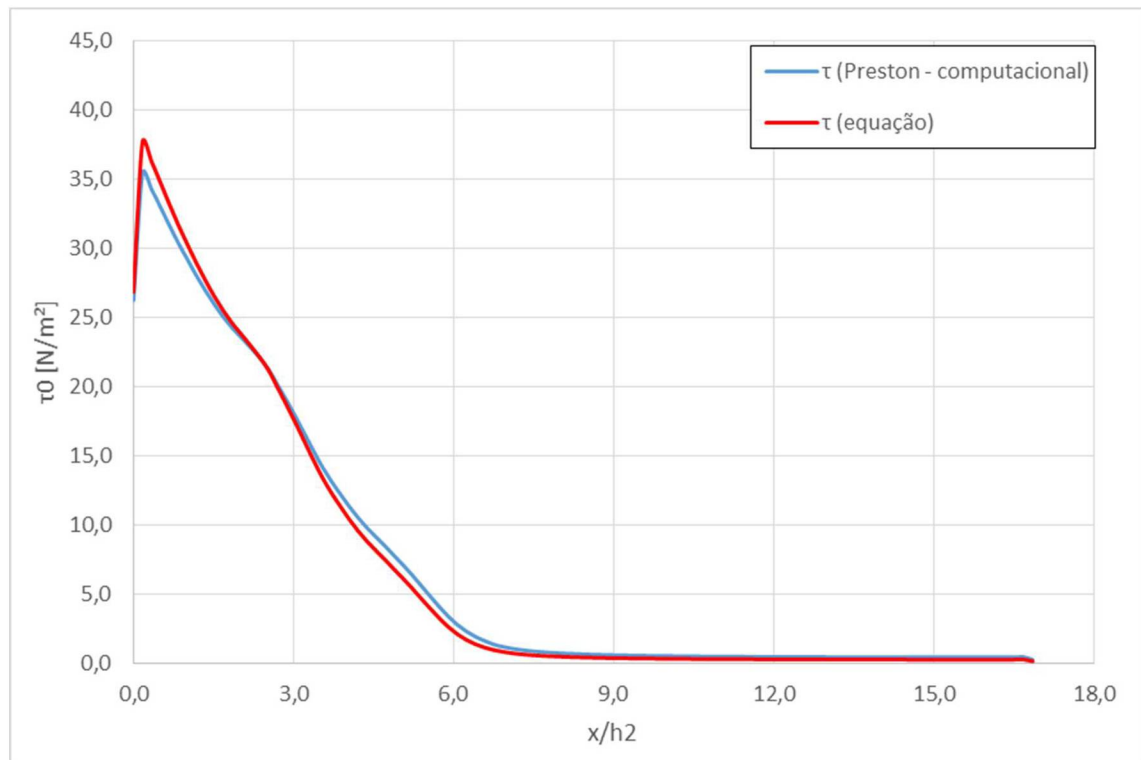
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 6,5$ - malha 5mm



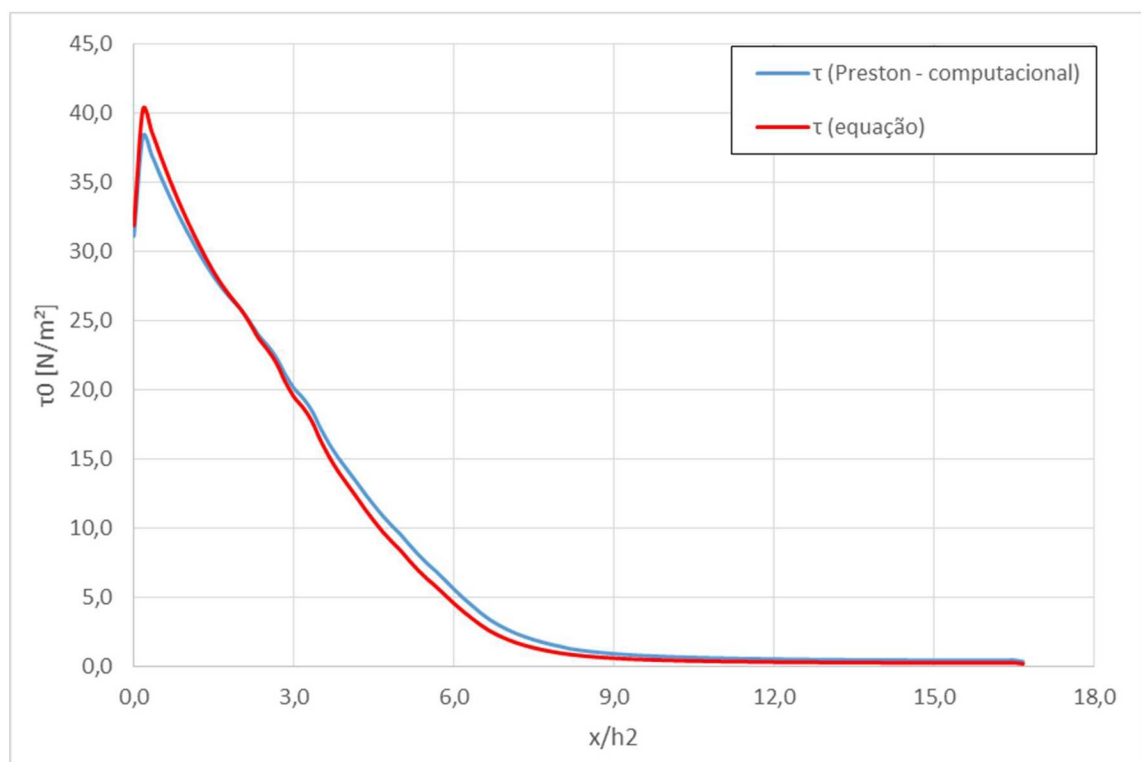
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 6,5$ - malha 3mm



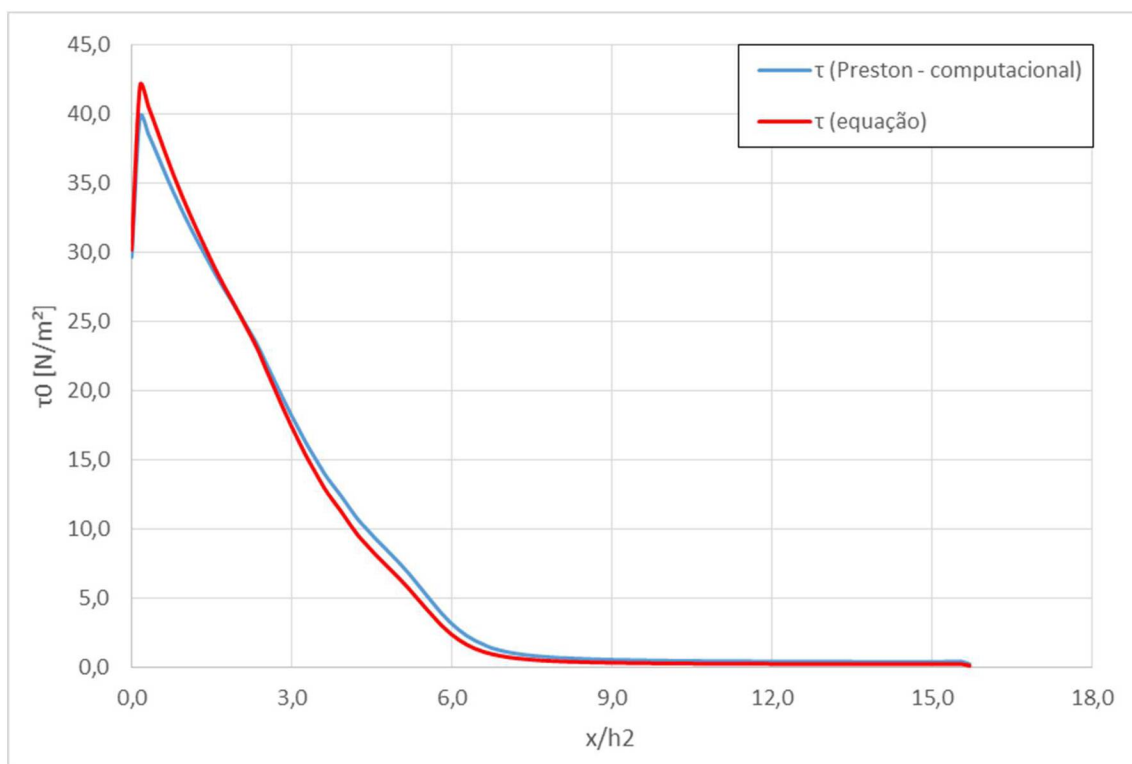
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 7,0$ - malha 5mm



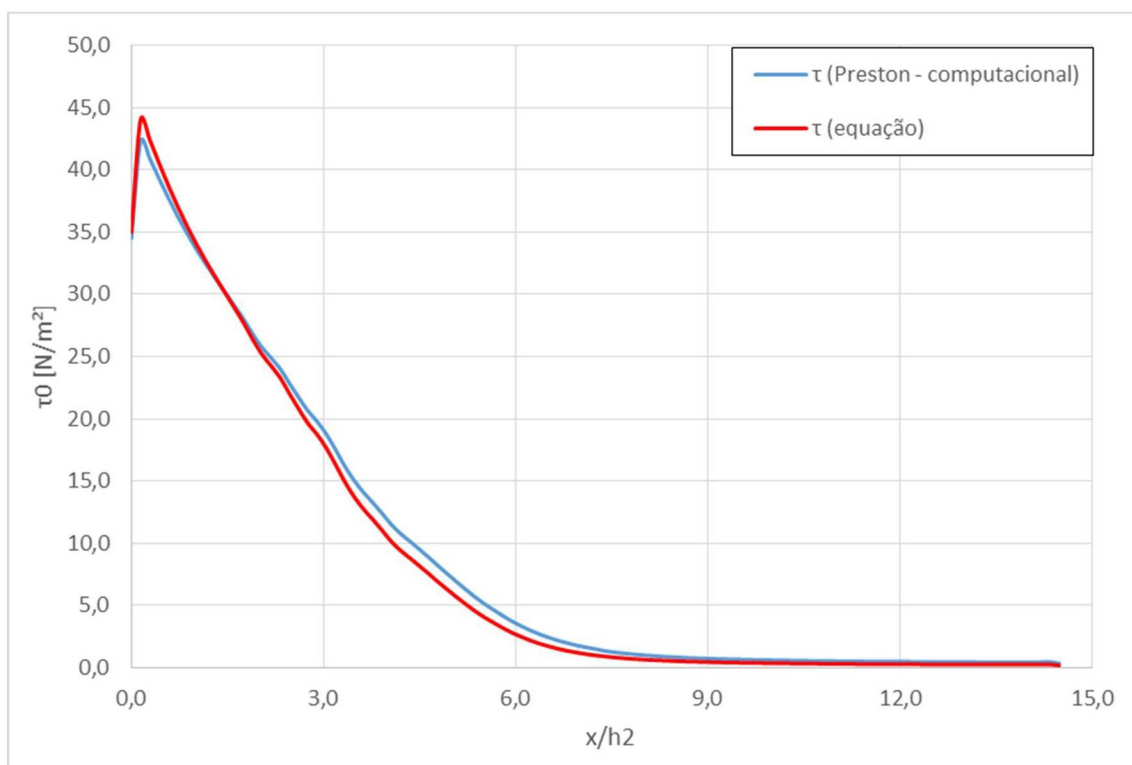
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 7,0$ - malha 3mm



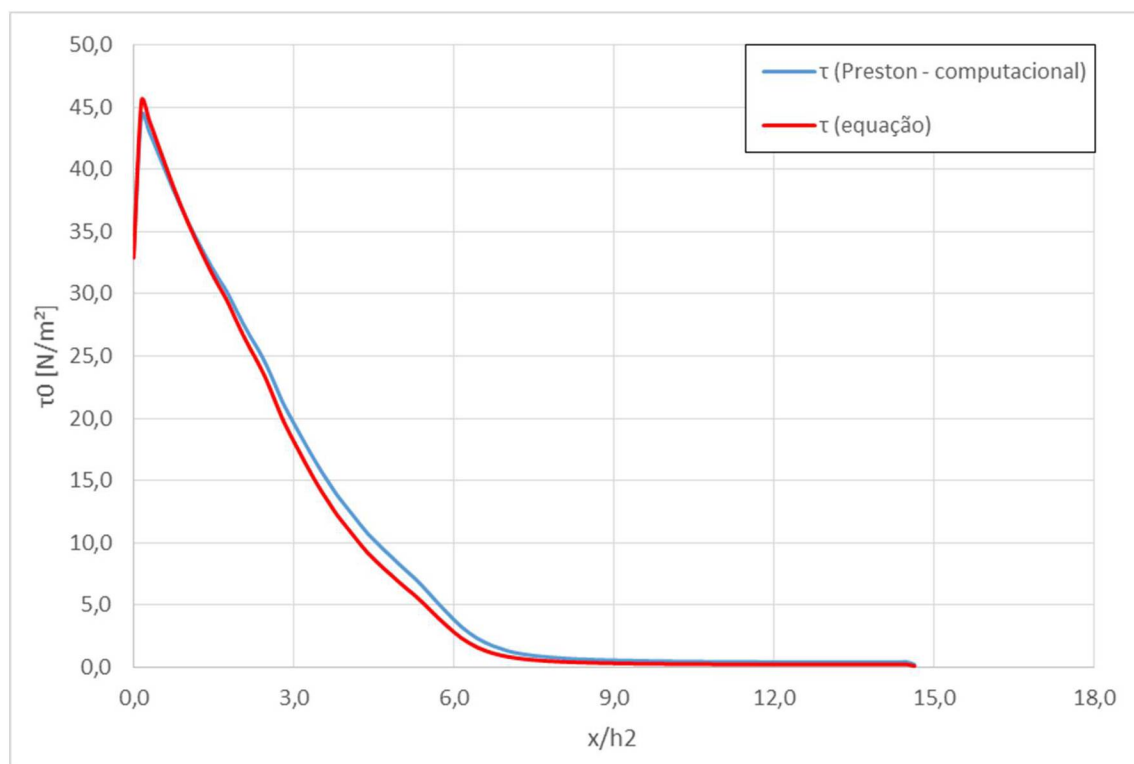
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 7,5$ - malha 5mm



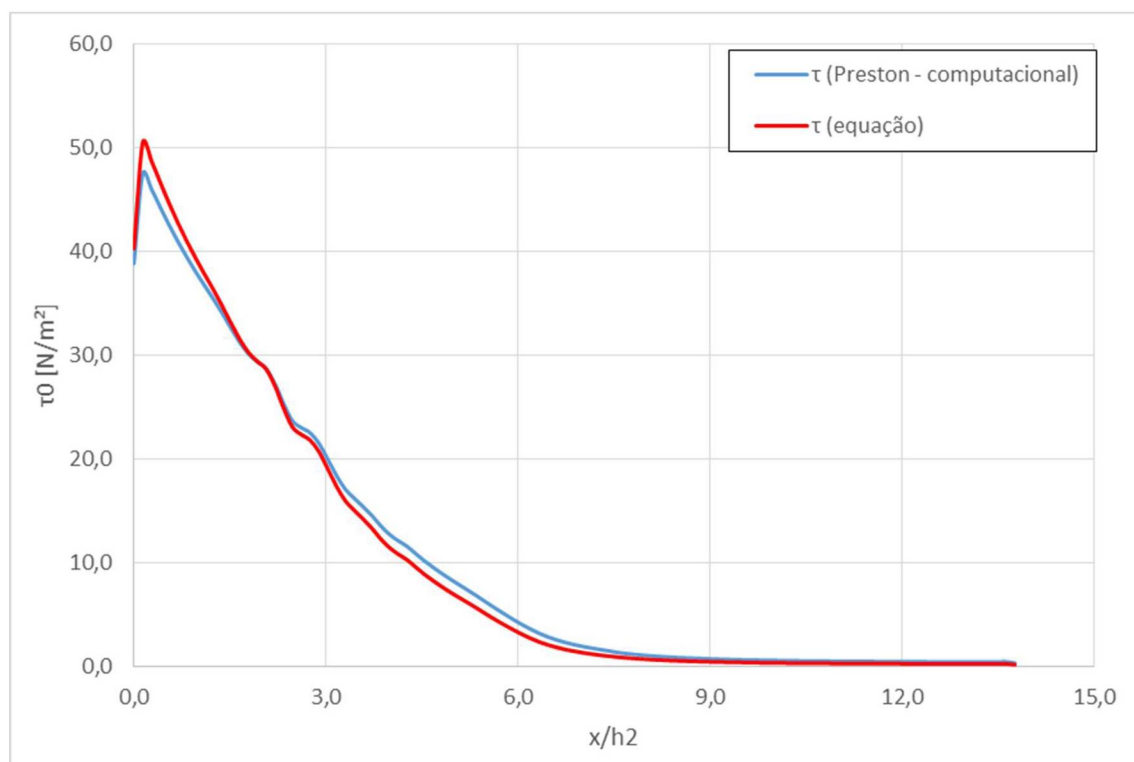
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 7,5$ - malha 3mm



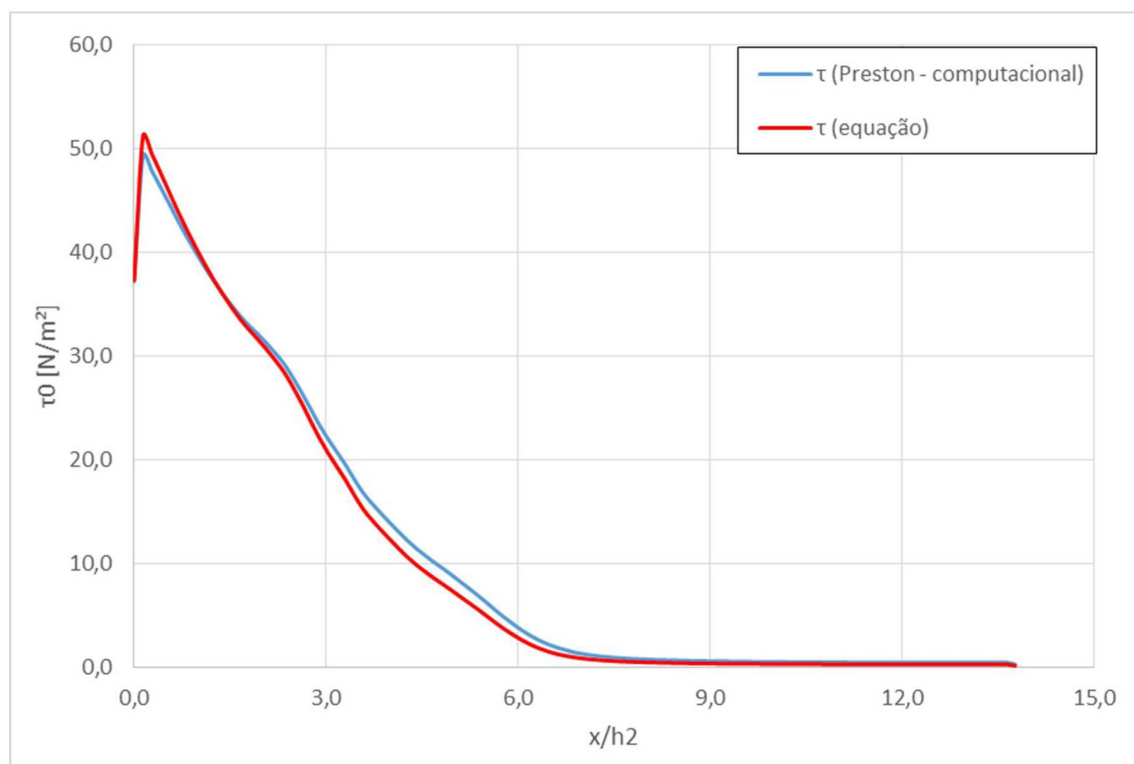
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 8,0$ - malha 5mm



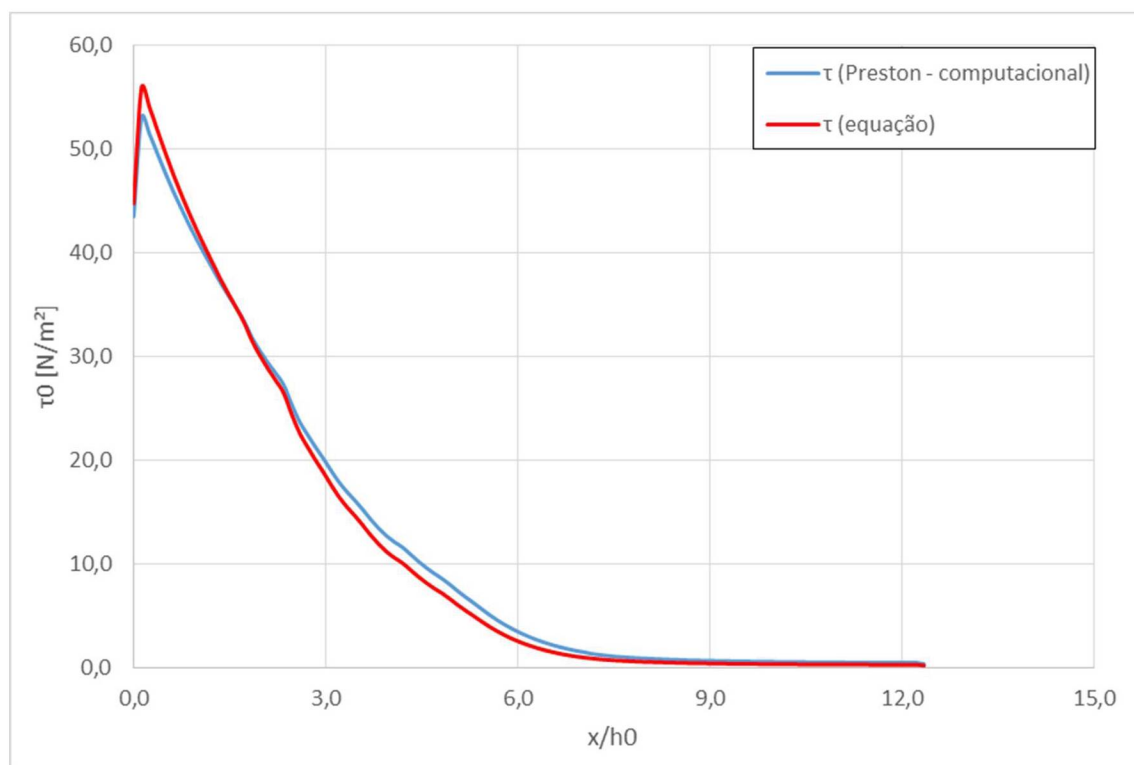
Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

$Fr = 8,0$ - malha 3mm



Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

Fr = 8,5 - malha 5mm



Comparação entre tensão tangencial calculada e teórica

Fr = 8,5 - malha 3mm